



Modélisation cohérente de la diffusion électromagnétique par des surfaces de mer tridimensionnelles en incidence rasante.

Yaël Demarty

► To cite this version:

Yaël Demarty. Modélisation cohérente de la diffusion électromagnétique par des surfaces de mer tridimensionnelles en incidence rasante.: Application aux radars HF à ondes de surface.. Electromagnétisme. Université Pierre et Marie Curie, 2008. Français. NNT: . tel-01286590

HAL Id: tel-01286590

<https://theses.hal.science/tel-01286590>

Submitted on 11 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

ELECTRONIQUE

présentée par

Yaël DEMARTY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

TITRE DE LA THÈSE :

**Modélisation cohérente de la diffusion électromagnétique
par des surfaces de mer tridimensionnelles en incidence rasante.
Application aux radars HF à ondes de surface.**

Soutenue le 6 novembre 2008 devant la commission d'examen

COMPOSITION DU JURY

Rapporteurs : Dr Christophe BOURLIER, IREENA Polytech'Nantes
Pr Pierre FLAMENT, Université de Hawaii

Examineurs : Dr Bertrand CHAPRON, IFREMER CERSAT
Pr René GARELLO, IT - TELECOM Bretagne
Pr Michel GLASS, Université Pierre et Marie Curie
M. Marc LESTURGIE, ONERA/DEMR SONDR

Invités : M. Vincent GOBIN, ONERA/DEMR
Dr Laetitia THIRION-LEFEVRE, SONDR

Table des matières

Lexique	v
Introduction	1
1 Modèle électromagnétique	9
1.1 Objectifs	9
1.2 Définitions et état de l'art	11
1.2.1 Quelques définitions	11
1.2.2 Etat de l'art	12
1.3 Choix du modèle électromagnétique	18
1.4 Présentation du modèle électromagnétique choisi : EI résolues par la MoM	21
1.4.1 Présentation des équations intégrales	21
1.4.2 Méthodes de résolution	23
1.5 Optimisation de la méthode électromagnétique	25
1.5.1 Première hypothèse : la surface de mer est parfaitement conductrice	26
1.5.2 Deuxième hypothèse : Utilisation de la théorie des images	29
1.5.3 Bilan de l'optimisation	32
1.6 Présentation du logiciel choisi	33
1.7 Discussion sur la génération de l'onde de surface	35
1.7.1 Etat de l'art	35
1.7.2 Calcul du champ électromagnétique rayonné par une surface périodique PC	38
1.8 Discussion sur la détection de polluants	44
1.9 Conclusions	45
2 Modélisation de la mer	47
2.1 Objectifs	47
2.2 État de l'art	48
2.2.1 Les modèles de mer linéaires	49
2.2.2 Les modèles de mer non-linéaires	50
2.2.3 Choix du modèle	53
2.3 Modélisation d'une surface rugueuse évoluant dans le temps	53
2.3.1 Aspect statique	53

2.3.2	Aspect dynamique	54
2.4	Application à la surface de mer	55
2.4.1	Quelques définitions	55
2.4.2	Aspect statique	57
2.4.3	Aspect dynamique	63
2.5	Choix des paramètres et dimensions de la scène	64
2.5.1	Aspect statique	65
2.5.2	Aspect dynamique	73
2.6	Discussion sur le modèle de mer	73
2.7	Discussion sur la détection de polluants	74
2.8	Conclusions	78
3	Validation du simulateur	81
3.1	Objectifs	81
3.2	Validation sur des scènes statiques	82
3.2.1	Simulation d'une sphère	82
3.2.2	Simulation d'une plaque	84
3.2.3	Présentation du phénomène de résonance de Bragg	85
3.2.4	Simulation d'une surface sinusoïdale	88
3.2.5	Simulation d'une surface de mer	89
3.2.6	Effets des bords	94
3.3	Validation sur des scènes dynamiques	96
3.3.1	Présentation du spectre Doppler	96
3.3.2	Simulation d'une surface sinusoïdale	101
3.3.3	Simulation d'une surface de mer	102
3.3.4	Effets des bords	105
3.3.5	Effets du temps d'observation	108
3.3.6	Moyenne de spectres Doppler	111
3.4	Discussion sur les ondes de surfaces	113
3.5	Conclusions	116
4	Analyse des spectres Doppler	119
4.1	Objectifs	119
4.2	Spectre Doppler et océanographie	120
4.2.1	Modèle du spectre Doppler du premier ordre et du second ordre	120
4.2.2	Détermination des paramètres océanographiques	123
4.2.3	Présentation de quelques radar HF à ondes de surface	126
4.2.4	Autres types de capteurs utilisés pour déterminer des paramètres océanographiques	128
4.3	Construction d'un spectre Doppler simulé	128
4.3.1	Analyse de l'effet de la résonance de Bragg sur le spectre Doppler	128

4.3.2	Analyse des différentes composantes du spectre Doppler	137
4.3.3	Comportement du spectre Doppler en fonction de l'état de mer	145
4.4	Mise au point : une raie ou deux raies de Bragg ?	152
4.5	Conditions d'apparition de deux raies de Bragg en simulation	155
4.6	Comparaison avec des mesures de l'ONERA	162
4.6.1	Caractéristiques du radar HF à ondes de surface (ROS) de l'ONERA	163
4.6.2	Mesures du radar HF à ondes de surface (ROS) de l'ONERA	166
4.6.3	Comparaison de SD mesurés avec le ROS avec les SD simulés	169
4.7	Impact sur le spectre Doppler d'un film sur la mer	175
4.8	Conclusions	179
Conclusion		183
A Echelle de Beaufort		189
Références		191
Participation aux congrès		203

Lexique

APS	Approximation de la Phase Stationnaire
BMFSIA	Banded Matrix Flat Surface Iterative Approach
BMIA	Banded Matrix Iterative Approach
CAG	Canonical Grid
CFIE	Combined Field Integral Equation
EFIE	Electric Field Integral Equation
EI	Equation Intégrale
EM	Electromagnétique
EP	Equation Parabolique
FB	Forward Backward
FDTD	Finite Difference in Time Domain
FEM	Finite Element Method
FMM	Fast Multiple Method
HF	High Frequency
KA	Kirchhoff Approximation
LCA	Local Curvature Approximation
MFIE	Magnetic Field Integral Equation
MoM	Method of Moments
MOMI	Method of Ordered Multiple Interactions
NLCA	Non Local Curvature Approximation
OG	Optique Géométrique
OS	Onde de Surface
PC	Parfaitement Conducteur
PML	Perfectly Matched Layers
RLCA	Reduced Local Curvature Approximation

SAR	Synthetic Aperture Radar
SD	Spectre Doppler
SMFSIA	Sparse Matrix Flat Surface Iterative Approach
SPM	Small Perturbation Method
SSA	Small Slope Approximation
SSA2	Second order Small Slope Approximation
SW	Surface Wave
TI	Théorie des Images
VHF	Very High Frequency
WCA	Weighted Curvature Approximation

Introduction

Contexte de l'étude

L'Europe et l'Asie constituent aujourd'hui deux marchés extrêmement importants par leurs flux de matières premières et produits finis. Une part majoritaire du tonnage transitant entre ces zones géographiques se fait par voie maritime ([1], [2]). Il découle de ce trafic des risques de pollution importants liés tant aux navires qu'aux produits transportés. L'un des dangers principaux est la contamination par les hydrocarbures et leurs dérivés. Ces pollutions peuvent être classées en deux catégories, selon qu'elles soient accidentelles ou volontaires.

La première catégorie correspond à des événements tels que les collisions entre navires ou les échouages de pétroliers près des côtes. Le mauvais temps, les forts courants, la densité du trafic et l'état général des bateaux en sont des facteurs aggravants. Cette catégorie est à l'origine des marées noires « oil slick »¹, véritables catastrophes pour la faune et la flore.

Bien que très médiatisés et frappants, ces événements ne sont pas responsables de la plus grande partie des pollutions. En effet, la majeure partie du volume global des déversements d'hydrocarbures appartient à la seconde catégorie, les actes de nature volontaire. Ceux-ci ont deux origines principales :

- le dégazage, qui consiste à nettoyer à l'eau de mer les cuves de carburants ou de pétrole brut ;
- le ballastage des navires lors des trajets « à vide ». Les capitaines cherchent souvent à équilibrer leurs navires en les lestant de contenus divers. Les pétroliers remplissent partiellement leurs cuves à hydrocarbures d'eau de mer afin d'utiliser ce ballast naturel. Le débarrassage à l'approche des côtes permet également d'éviter un nettoyage réglementaire et coûteux dans un port équipé pour traiter les déchets.

Les chiffres publiés sont nombreux, par exemple la quantité d'hydrocarbures déversés en Méditerranée est estimée à environ 1 million de tonnes par an, soit l'équivalent d'un naufrage tel que celui de l'« Erika » par semaine [3]. Que se soit lors d'accidents ou d'actes illicites, l'impact environnemental de ces déchets a des conséquences économiques immédiates (tourisme, pêche, coûts de dépollution).

Des fonds spécifiques sont créés pour lutter contre les pollutions. En France, par exemple, le plan POLMAR (POLlution MARitime) [4] est fondé en 1978, suite au naufrage du navire pétrolier « Amoco Cadiz ». Il s'agit d'un fond d'intervention destiné à financer la prévention et gestion

¹Le terme « oil slick » correspond rigoureusement à une marée noire ou une nappe de pétrole tandis que « oil spill » correspond à un déversement de pétrole qui peut être accidentel.

des pollutions marines accidentelles. Le CEDRE (Centre de Documentation, de Recherche et d'Expérimentations) voit également le jour en 1979 pour améliorer la préparation à la lutte contre les pollutions accidentelles des eaux et renforcer le dispositif d'intervention français. De même, un Réseau de Recherche et d'Innovation Technologiques (RRIT) sur le thème « Pollutions Marines Accidentelles et conséquences écologiques » nommé RITMER [5] est créé après la marée noire de l'« Erika » (fin 1999) pour suivre les conséquences écologiques du naufrage et conduire les activités de recherches scientifiques. Il englobe des organismes tels que : IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER), CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), Universités, CEDRE, etc.

Sur le plan européen, l'Agence européenne pour la sécurité maritime est opérationnelle depuis 2003. Une partie de ses attributions consiste à renforcer le système global de sécurité maritime dans les eaux communautaires de manière à réduire les risques de pollution par les navires.

Au niveau international, MARPOL (MARine POLLution) [1] est une convention pour la prévention de la pollution par les navires, élaborée dans le cadre de l'Organisation maritime internationale (OMI), signée en 1978.

Afin d'augmenter l'efficacité des interventions et d'améliorer la lutte contre les pollutions illicites, de réels besoins en télédétection se font sentir :

- localisation et identification de la nappe de polluant ;
- localisation et identification du bateau responsable pour entamer les procédures judiciaires ;
- estimation du volume et de l'étendue du déversement pour dimensionner les dispositifs de dépollution ;
- détermination de la direction des vents, des courants et des vagues pour prédire les mouvements ultérieurs de la nappe.

Il s'agit donc de pouvoir réaliser une observation permanente de la mer et de connaître à tout instant son état, caractérisé par la hauteur des vagues et la vitesse du vent. Différents types de capteurs ont été développés pour répondre à ces attentes. Ils peuvent être classés suivant leur mise en oeuvre (fixe au sol, aéroporté ou spatioporté), leur type (capteur infrarouge ou ultraviolet, radar à synthèse d'ouverture (SAR en anglais, RSO en français), etc.) et suivant les observations autorisées (continue, avec un temps de revisite, uniquement de jour, etc.).

Ainsi, nous pouvons citer quelques exemples. Tout d'abord dans le domaine aéroporté [6, 7], les instruments équipant les avions du projet POLMAR sont notamment :

- un capteur ultraviolet (UV) qui fait apparaître la composante UV des rayons du soleil reflétés par un liquide huileux. Il permet de déterminer les limites d'une nappe mais uniquement de jour. Il ne donne aucune information sur l'épaisseur du polluant ;
- un capteur infrarouge qui analyse le rayonnement thermique dans la bande spectrale 8 à 12 μm . Ce dernier est utilisable de jour comme de nuit et offre la possibilité de déterminer la zone de plus forte épaisseur de la couche ;
- un radiomètre à micro-ondes ou micromètre qui permet de discerner les nappes et de mesurer leur épaisseur sous réserve que celle-ci ne soit pas trop importante ;
- un laser à fluorescence qui permet de distinguer les grandes catégories de pétrole, de mesurer

l'épaisseur de la nappe mais l'instrument est assez lourd ;

- enfin, un radar latéral (SLAR Side Looking Airborne Radar) qui détecte les nappes de pétrole en observant une différence de rugosité de la surface de la mer. Le polluant lisse la surface et le SLAR n'est efficace que si cette différence de rugosité est forte. Il en résulte qu'il ne peut pas être utilisé si la mer est trop calme (Beaufort 0 à 1, voir Annexe A).

Les inconvénients de ces dispositifs sont liés tant au porteur (disponibilité sur site, coût de l'heure de vol) qu'aux limitations inhérentes aux technologies des capteurs décrits précédemment.

Une alternative aux capteurs aéroportés existe au travers du déploiement de satellites intégrant des capteurs spécifiques et notamment le système SAR. Ce dernier fournit des images radar haute résolution couvrant des vastes zones. Nous pouvons citer tout d'abord les satellites de l'Agence Spatiale Européenne :

- ERS1-2 [8] (premier lancement en 1991, European Remote Sensing satellite system). La mission d'ERS-1 est orientée pour l'essentiel vers la surveillance pluriannuelle des océans, des glaces et des zones côtières. Le SAR fonctionne en mode image pour l'acquisition en large bande, d'images tous temps des océans, des régions polaires, des zones côtières et de la terre. En mode vague, le SAR produit des imagerie (environ 5 km x 5 km) à intervalles réguliers, d'où sont extraites la longueur d'onde et la direction des vagues océaniques. La largeur de fauchée atteint 100 km et la résolution 30 m, avec un angle d'incidence de 23 degrés. ERS-2, a été lancé le 21 Avril 1995 et après une période de fonctionnement en tandem, a pris complètement le relais d'ERS-1 en 2000.
- ENVISAT [9] (lancé en 2002), dédié à l'étude des ressources terrestres et qui a pour fonction l'observation de la Terre : atmosphère, continents, océans, surfaces englacées. Les données produites par ENVISAT sont tout particulièrement exploitées dans le cadre de la surveillance des changements environnementaux et climatiques. Le système SAR embarqué est ASAR (Advanced Synthetic Aperture Radar). Il fonctionne en bande C (4-8 GHz) et assure la continuité du mode image et du mode vague des satellites ERS-1/2.

puis de l'Agence spatiale canadienne :

- RADARSAT [10](1995). Sa principale caractéristique est de pouvoir conformer et orienter son faisceau dans un couloir de 500 km. Il offre ainsi aux utilisateurs une gamme de faisceaux pouvant balayer des largeurs de fauchée variant entre 45 et 500 kilomètres, à des résolutions de 8 à 100 mètres et à des angles d'incidence compris entre 10 et 60 degrés. Il permet donc de fournir des images stéréoscopiques.

Les dispositifs SAR satellitaires ont montré leur capacité à détecter les nappes de polluant [1, 7, 11] mais ne permettent pas de déterminer l'épaisseur de celles-ci ou la nature du polluant. Il faut alors faire appel aux instruments précédemment cités. De plus, la constellation satellitaire n'apparaît pas suffisante pour fournir une couverture de toutes les zones en permanence. Par exemple, ENVISAT présente un temps de revisite de 3 à 4 jours. Il est donc difficile (soumis au passage sur une zone précise) de déployer les moyens de décontamination immédiatement après un dégazage et de prendre en flagrant délit les bateaux responsables. Il apparaît donc qu'il n'existe pas à l'heure actuelle un unique dispositif offrant une observation permanente, quelques soient les conditions météorologiques et l'état de mer.

En parallèle, des systèmes radar d'observation capables de détecter les bateaux et de fournir des informations sur l'état de la mer ont été déployés au sol, le long des côtes, tels que les radars fonctionnant en bande VHF (Very High Frequency 30-300 MHz). Nous pouvons citer le radar COSMER du LSEET (Laboratoire de Sondages Électromagnétiques de l'Environnement Terrestre) de Toulon qui donne en temps réel des cartes de courants de surface. Il fonctionne de 45 à 47,8 MHz avec une résolution azimutale de 600 m et sa portée est de 30 km [12]. Cette dernière est donc restreinte à la ligne d'horizon et ceci constitue une de principale limitation de ce type de dispositifs.

Au contraire, les radars HF (Hautes Fréquences 3-30 MHz) à ondes de surface (SW pour Surface Wave) vont au delà de cette ligne atteignant plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres et offrent une observation permanente de la zone. Ceux-ci sont couramment utilisés dans le domaine océanographie car ils apportent des informations sur l'état de mer. Différents dispositifs existent au jour d'aujourd'hui tels que le WERA (développé par l'université de Hambourg en Allemagne [13]) ou le CODAR (développé par Barrick [14, 15] pour la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) aux États Unis) pour citer les plus déployés. D'autres applications de ces radars sont plus orientées vers le domaine militaire et la surveillance maritime (bateaux détectés par le radar ROS de l'ONERA [16]).

Que ce soit pour les applications océanographiques ou militaires, la détection se fait à partir d'un spectre Doppler (SD). Celui-ci fournit une analyse dynamique de la scène ou des objets observés. En particulier, il permet de déterminer les caractéristiques de la surface comme la hauteur « moyenne » des vagues, la vitesse et la direction du vent.

Il y a plusieurs siècles les marins, pris dans la tempête, filaient de l'huile autour du bateau pour apaiser les vagues. De nos jours, cette action mécanique du film d'huile sur la hauteur des vagues est vérifiée en bassin. Sur le même principe, une nappe de pétrole localisée engendre une modification locale de l'état de surface de la mer, modification potentiellement identifiable sur un spectre Doppler issu de radars HFSW. A l'effet hydrodynamique s'ajoute une modification des caractéristiques électromagnétiques de la mer et notamment de sa conductivité et permittivité, également potentiellement détectable par un HFSWR. Si la détection par un tel dispositif était possible, elle présenterait un atout majeur en offrant une couverture permanente sur de très grandes zones côtières incluant la zone économique exclusive (ZEE) de 200 miles.

Les états français et singapouriens sont tous deux particulièrement exposés au trafic maritime, et donc aux pollutions afférentes. Un projet visant à déterminer l'efficacité de détection d'un tel dispositif radar a ainsi suscité l'intérêt du laboratoire franco-singapourien SONDRRA (SUPELEC ONERA NUS DSTA Research Alliance). Bien que toutes les spécificités du sujet ne soient pas à l'origine développées au sein de SONDRRA, les différents partenaires du laboratoire possèdent une expérience devant permettre de répondre à la problématique initiale. En effet, l'ONERA (the French Aerospace Lab) possède des moyens de mesures et donc des données de radar HFSW acquises dans la baie de Biscarrosse. La DSTA (Defence Science and Technology Agency) a également à sa disposition des données issues de systèmes expérimentaux déployés sur les côtes singapouriennes. Des compétences en électromagnétisme et en télédétection en milieu naturel sont déjà présentes au sein de SONDRRA.

Le domaine de la détection de nappes de produits pétrolier a déjà été abordé lors d'une précédente étude [17] cherchant à modéliser l'influence de la différence de permittivité locale. Ces travaux ont été conduits aux fréquences VHF-UHF (30-300 MHz et 300 MHz à 3 GHz) à l'aide d'un code asymptotique (ou approché) d'Equation Parabolique. Elle a permis de mettre en évidence le fait qu'une différence de permittivité entre la mer et la nappe de pétrole (ou d'huile), à ces fréquences et à cet angle d'incidence, ne joue pas suffisamment pour pouvoir être détectée. Ce résultat est transposable dans la bande HF car les permittivités de la mer et de l'hydrocarbure demeurent constantes [18] dans le domaine d'étude et les épaisseurs de polluant restent très inférieures à la longueur d'onde. Une détection de la modification de la permittivité a donc été écartée pour notre étude. L'autre effet de la nappe de polluant a par conséquent été considéré ; il s'agit d'un changement de rugosité. Des études portant sur des surfaces de mer statiques ont été réalisées en bande C [11]. Elles sont basées sur une détection de la modification des vagues de capillarité (rugosités de petites longueurs d'ondes, typiquement quelques centimètres, apparaissant en présence de vent). Ces techniques nécessitent que l'état de mer soit suffisamment agité et rugueux pour autoriser une détection d'un film d'hydrocarbures. Dans le cas où les scènes observées sont dynamiques, le SD semble être un bon candidat pour la détection d'un film polluant. En effet, il donne des informations sur l'état de la surface de mer qui est perturbé en présence d'un film. Il est donc retenu pour cette étude.

Dans la mesure où il est difficile de réaliser des campagnes de mesures en conditions réelles (avec un dégazage ou un accident se produisant dans une zone surveillée par un radar HFSW, et de façon suffisamment répétée pour pouvoir faire une étude approfondie), il apparaît essentiel d'effectuer une étude au moyen de simulations EM.

Le schéma de la figure 1 résume l'ensemble des différents points du projet global.

L'émetteur du radar HFSW génère une onde de surface (1) qui se propage le long de l'interface air/mer (2). A une certaine distance d , le champ électromagnétique est décomposé en un spectre d'ondes plane (3). Ce dernier sert ensuite de source pour éclairer un élément (4) de la surface dont la diffusion électromagnétique en incidence rasante est étudiée (5). Dans le cadre de cette thèse, afin de simplifier le problème, nous allons considérer une source composée d'une seule onde plane. Cet élément représente une surface de mer réaliste à un instant donné. A chaque instant d'échantillonnage de la surface de mer correspond une réalisation dont les champs diffusés sont calculés. L'ensemble des champs (aux différents temps) est utilisé pour tracer un spectre Doppler (6). C'est sur ce dernier que nous allons chercher à déterminer si la nappe de pétrole est détectable (7).

Plan du manuscrit

Mon travail de thèse porte plus spécifiquement sur :

- la simulation des interactions des ondes électromagnétiques de surface, en incidence rasante, aux fréquences HF, avec une surface de mer dynamique ;
- le calcul et l'analyse des spectres Doppler ;
- l'évaluation de la pertinence du choix d'un radar HFSW.

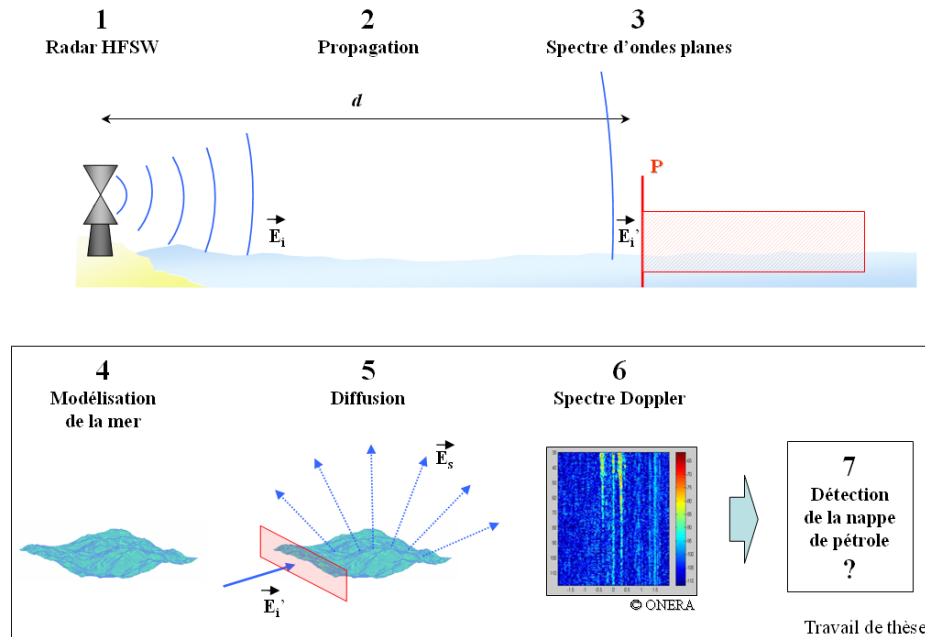


FIG. 1 – Illustration des différents éléments du projet.

Ce mémoire se décompose en quatre parties distinctes.

La première partie a pour objectif de sélectionner un outil de simulation électromagnétique existant et de l'adapter au besoin spécifique du projet (Fig. 1 (5)). Afin de n'imposer aucune contrainte sur la rugosité de la scène et de pouvoir traiter le cas d'une onde en incidence rasante, les codes approchés ou asymptotiques ont été écartés. Nous avons cherché un logiciel capable de modéliser un éclairage de surface 3D en incidence rasante (et particulièrement 90° par rapport à la normale à la surface), aux fréquences HF, et s'appuyant sur une méthode exacte. Cet outil devait également être adaptable (accès aux codes sources) et non commercial. Nos recherches se sont tout d'abord portées sur les travaux publiés afin de répondre à ces conditions. Une fois le logiciel choisi (Elsem3D : Éléments finis pour la Simulation ElectroMagnétique 3D, mis à disposition par l'ONERA), un effort d'optimisation a été fait afin de minimiser les temps de calculs nécessaires. Enfin, nous avons vérifié la capacité du code à simuler la propagation d'une onde de surface sur une surface rugueuse.

La deuxième partie décrit le développement de l'outil de modélisation (Fig. 1 (4)) qui permet de générer une surface de mer réaliste et dynamique aux fréquences HF (prise en compte de l'état de mer : hauteur des vagues, direction et vitesse du vent). L'hydrodynamique et l'océanographie étant des notions nouvelles pour nous, une étude bibliographique dans ce domaine a été réalisée. Un modèle mathématique de surface de mer a été retenu puis implémenté. Une phase de dimensionnement des scènes à générer portant sur les critères spatiaux et temporels a été effectuée dans le but de pouvoir les intégrer au code électromagnétique et de réaliser ultérieurement les spectres Doppler. L'introduction d'une nappe de pétrole a finalement été réalisée.

La troisième partie détaille des simulations visant à valider le comportement du simulateur complet. Les premiers calculs effectués ont porté sur des scènes statiques simples (sphère, plan, surface sinusoïdale) puis sur une véritable surface de mer. Les surfaces sinusoïdales et de mer ont été ensuite animées d'un mouvement afin de pouvoir tracer des spectres Doppler. Enfin, nous avons cherché à mettre en évidence l'onde électromagnétique de surface se propageant sur une surface océanique.

La quatrième partie présente l'utilisation de l'outil préalablement développé pour analyser des spectres Doppler (Fig. 1 (6)). Nous avons souhaité déterminer l'impact des différents paramètres d'entrée sur les spectres calculés. Les résultats obtenus ont été discutés. Enfin, une comparaison entre spectres Doppler simulés et spectres issus de mesures ONERA est proposée. Cette partie a pour objectif plus général de comprendre les différents phénomènes physiques mis en jeu et plus particulièrement les conditions d'apparition des raies de Bragg ; aspect original car jusqu'à présent l'approche était plutôt orientée vers l'inversion des spectres Doppler pour déterminer les caractéristiques de la mer. Pour finir, nous avons cherché à évaluer l'impact d'une nappe de polluants sur ces spectres (Fig. 1 (7)).

Chapitre 1

Modèle électromagnétique

Résumé — Ce chapitre présente le modèle électromagnétique que nous allons utiliser dans cette étude. Ce modèle est basé sur une méthode dite exacte : les équations intégrales sont résolues par la méthode des moments. Différents points critiques liés à cette méthode sont détaillés : temps de calcul très longs, problème de l'incidence rasante, surface de mer infinie à modéliser. Différentes solutions pour limiter chacune de ces contraintes sont envisagées. Enfin, deux discussions sont proposées : l'une sur la possibilité de générer une onde de surface dans la configuration choisie et l'autre sur l'aptitude de cette configuration à prendre en compte la présence d'une nappe de polluants.

1.1 Objectifs

Dans ce chapitre, nous allons présenter la démarche qui nous a amenés à choisir et à adapter un outil de simulation électromagnétique (EM) nécessaire à notre étude. L'objectif de la thèse n'est pas de développer un tel outil. L'idée est de choisir parmi les codes existants et disponibles celui qui est le plus adapté à notre étude et si nécessaire, de le modifier. Afin de bien comprendre ce choix, il est important de spécifier les contraintes liées au projet.

Le logiciel électromagnétique doit être libre et si possible non-commercial afin de pouvoir accéder aux codes sources pour d'éventuelles modifications.

Le choix du modèle électromagnétique a été imposé par le type d'interactions à étudier. Dans la mesure où nous souhaitons analyser le comportement dynamique de la surface de la mer pour détecter les nappes de polluants, les points de cette surface vont se déplacer et avoir des hauteurs variables dans le temps. En outre, durant cette étude, aucune hypothèse restrictive sur l'état de mer considéré n'est faite. Ces deux derniers points impliquent notamment qu'aucune hypothèse simplificatrice sur la rugosité n'est tolérée.

Le fait de s'intéresser à la modélisation d'une onde électromagnétique de surface se propageant à la surface de la mer nous a conduit à considérer le cas d'une onde plane émise à incidence rasante. Ce cas est particulièrement critique pour l'ensemble des modèles électromagnétiques. Ainsi, afin de

ne pas se restreindre à des rugosités spécifiques ou à des angles d'incidence non-rasants, nous devons sélectionner un modèle dont le domaine de validité est le plus large possible. Notre attention se porte donc tout particulièrement sur les modèles dits « exacts » car ils effectuent une résolution des équations de Maxwell sans faire de simplifications réductrices. Ce choix n'est pas sans conséquences puisque les méthodes « exactes » sont bien connues pour engendrer des temps de calculs très importants et pour être particulièrement gourmandes en capacité mémoire. Ces points sont très importants car ils ne doivent pas être un obstacle à une démarche d'étude paramétrique. Ainsi, une autre spécification apparaît qui est de sélectionner un outil le plus rapide possible et qui ne requiert pas trop de mémoire.

Du point de vue de l'onde électromagnétique émise, le logiciel, doit pouvoir modéliser une onde plane à incidence rasante et plus précisément permettre d'atteindre la valeur d'angle d'incidence 90° , par rapport à la normale à la surface. Cette onde doit pouvoir être émise aux hautes fréquences (HF) : 3 - 30 MHz. Enfin, l'outil doit permettre de travailler en multi-fréquences.

Par ailleurs, l'outil à sélectionner doit offrir la possibilité tant de pouvoir mailler une surface de mer en deux dimensions (2D) qu'en trois dimensions (3D). Il est à noter, qu'il existe une ambiguïté dans la dénomination 2D ou 3D par le fait qu'il est possible de trouver à la place la nomenclature 1D ou 2D (respectivement) dans la littérature. Nous appellerons donc ici surface en 2D, une surface dont la hauteur est définie par $h = f(x)$ et $h = f(x, y)$ correspondra à une surface en 3D ; f étant une fonction qui sera définie dans le chapitre 2. Le logiciel doit également pouvoir modéliser les interactions entre l'onde EM et une surface qui évolue dans le temps ; ceci pour être capable de tracer le spectre Doppler associé. Dans le cas de la simulation numérique le temps va être discrétisé et le logiciel doit donc permettre de simuler chacun des échantillons temporels de la surface de la mer correspondant à chaque instant d'échantillonnage. Ces échantillons peuvent être vus comme un ensemble de « photographies » prises au dessus d'une surface de mer dynamique.

Nous avons maintenant vu l'ensemble des contraintes liées à cette étude et le tableau 1.1 récapitule le cahier des charges.

Logiciel	<ul style="list-style-type: none"> - Modifiable - Non-commercial
Modèle EM	<ul style="list-style-type: none"> - Basé sur une méthode exacte - Le plus rapide possible - Le moins gourmand possible en capacité mémoire
Onde incidente	<ul style="list-style-type: none"> - Onde plane - Incidence rasante 90° - Fréquences HF - Multi-fréquences
Scène	<ul style="list-style-type: none"> - Surfaces 2D - Surfaces 3D - Surfaces évoluant dans le temps

TAB. 1.1 – Cahier des charges

1.2 Définitions et état de l'art

1.2.1 Quelques définitions

Afin de remplir le cahier des charges donné précédemment, nous nous sommes intéressés à ce qui peut exister dans la littérature et ce qui a été fait par le passé. Nous avons concentré nos efforts sur les études qui portent tout particulièrement sur la diffusion électromagnétique par une surface de mer. Au cours de cette bibliographie, nous nous sommes aperçus qu'il est possible de caractériser les modèles suivant trois aspects : modélisation de la scène, calcul des interactions EM et configuration de la source. Nous allons expliquer ce que nous entendons par ces termes avant de présenter un état de l'art condensé des recherches dans le domaine qui nous intéresse. Celui-ci sera bien entendu non exhaustif.

- La modélisation de la scène peut se faire de façon **descriptive** ou **non descriptive**. Ceci correspond au fait que la surface est ou non simulée géométriquement en 2D ou 3D. L'approche non descriptive passe par une définition de la surface au moyen de ses paramètres statistiques ou électromagnétiques. Cette modélisation est souvent associée (voire limitée) au calcul d'une variable en particulier. On peut citer par exemple, le calcul du spectre Doppler, du coefficient de rétrodiffusion, etc.
- Le calcul des interactions EM, quant à lui, peut être réalisé grâce à des méthodes dites « **approchées** » ou « **exactes** ». Cette dénomination désigne le fait que l'on simplifie ou non la résolution des équations de Maxwell en faisant certaines hypothèses. Les méthodes approchées, aussi appelées méthodes asymptotiques, reposent sur des hypothèses simplificatrices qui peuvent porter

sur la rugosité de la surface, l'angle d'incidence de l'onde émise, la bande de fréquence choisie, etc. Ces méthodes sont pour la plupart analytiques c'est à dire qu'elles sont basées sur la résolution d'équations simplifiées. Les méthodes « exactes », aussi appelées méthodes rigoureuses, ne s'appuient sur aucune hypothèse et peuvent donc être appliquées à toute configuration. La résolution des équations de Maxwell se fait numériquement après une étape de discrétisation dans le temps ou en fréquence, et dans l'espace. Un maillage de la surface est ainsi nécessaire pour résoudre ces équations en chacun de ses points. Ici le terme « exact » est un peu fort car suivant la définition du maillage, plus ou moins fin, la solution exacte des équations sera plus ou moins bien approchée.

- La configuration de la source correspond aux paramètres associés à l'onde incidente : **angle d'incidence**, **polarisation** et **bande de fréquence**.

1.2.2 Etat de l'art

Les travaux actuels sur la modélisation de la diffusion par une surface de mer sont le fruit de collaborations entre deux communautés au départ bien distinctes : celle de l'océanographie et celle de l'électromagnétisme. Ainsi, les scientifiques appartenant à la première catégorie ont pour préoccupation première de pouvoir mesurer les caractéristiques de la mer : hauteur des vagues, vitesse et direction du vent ou des courants marins, etc. Les seconds quant à eux ont plutôt, à l'origine, une bonne expérience dans l'étude de la diffusion EM par les surfaces rugueuses telles que le sol. Les besoins croissants des premiers et l'intérêt des seconds pour de nouvelles configurations ont abouti à l'ébauche de collaborations scientifiques.

Un des premiers à s'être intéressé à la propagation des ondes, et plus particulièrement des ondes radio, sur le sol et sur le mer est Norton dans les années 30 [19, 20]. Ce dernier donne l'expression analytique du champ électromagnétique rayonné par un dipôle vertical en présence d'un sol (terre ou mer). Il adopte une approximation de « terre plate », c'est à dire qu'il ne prend pas en compte la rugosité du sol ou la rotondité de la terre. Le milieu est modélisé par sa permittivité, à travers le coefficient de réflexion. Il s'agit d'un modèle non-descriptif et approché. Le champ EM est décomposé en trois termes : le champ issu du trajet direct de l'onde, le champ réfléchi et le champ créé par l'onde de surface. D'autres calculs du champ rayonné par un dipôle vertical, en présence de la mer, ont été réalisés depuis, comme ceux de King [21], qui lèvent une condition imposée par la formulation de Norton : la distance entre les antennes émettrice et réceptrice doit être très grande devant leurs hauteurs (condition de champ lointain). Cependant, ces travaux se placent toujours dans l'approximation « terre plate ». Ils ne permettent pas de prendre en compte la rugosité et donc l'état de la mer ou son évolution dans le temps. Ils ne peuvent pas être utilisés dans notre étude. Ces travaux ainsi qu'un certain nombre d'autres ont permis de mettre en évidence les conditions nécessaires à la présence des ondes de surface. Nous reviendrons sur ces études à la fin de ce chapitre dans la discussion sur la génération des ondes de surface.

Les premiers travaux portant sur les spectres Doppler en bande HF, datent de 1955 [22] et ont été effectués par Crombie. Il établit le lien entre le spectre Doppler et le phénomène de résonance de

Bragg. Il définit ainsi le spectre comme étant composé d'un pic principal, aussi appelé raie, issu d'une résonance de la mer avec la fréquence du radar : c'est le phénomène de Bragg. Il donne la relation entre la fréquence de ce pic et la fréquence du radar. Il établit également que la longueur d'onde des vagues qui participent à la résonance est égale à la moitié de celle du radar. Cette raie de Bragg constitue ce qui est couramment appelé le premier ordre du spectre Doppler.

Grant et Yaplee [23], en 1957, réalisent des mesures à partir de radars multi-fréquences, aux fréquences microondes. Ils obtiennent le coefficient de diffusion en fonction de l'angle d'incidence et montrent que ce coefficient augmente avec la force du vent.

Plus tard, en 1968, Wright effectue une campagne de mesures dans un bassin de houle dans lequel les caractéristiques de la surface sont parfaitement maîtrisées. Ses travaux sont résumés dans [24]. Il confirme les résultats de Crombie en démontrant que la diffusion aux fréquences microondes, en incidence rasante, est sujette au même phénomène de résonance. La seule différence tient dans le fait que les fréquences microondes émises entrent en résonance avec des vagues de plus petites longueurs d'ondes que celles considérées par Crombie. Il confirme également que l'amplitude du signal reçu est directement proportionnelle à la hauteur quadratique moyenne, h_{rms} , des diffuseurs (les vagues). Cependant, l'amplitude du signal ne permet pas la mesure de la vitesse du vent. Une fois que la mer est parfaitement développée, il constate que celle-ci reste constante malgré le fait que la force du vent continue à augmenter. Ceci lui suggère que les radars microondes peuvent seulement fournir des mesures en présence de vents faibles.

De multiples campagnes de mesures, aux mêmes fréquences, ont été réalisées par la suite dans lesquelles Pierson est impliqué. Ces études concluent qu'il est finalement possible de relier la force du vent au signal reçu (par exemple dans [25, 26, 27]) et ce pas uniquement pour des vents faibles.

En parallèle, des modèles de diffusion EM par la surface de mer commencent à voir le jour qui considèrent la mer comme composée de deux échelles : une qui correspond aux vagues de longueurs d'ondes très supérieures à celle du radar et l'autre dont les vagues ont une longueur d'onde du même ordre de grandeur que celle du radar. On peut ainsi citer Bass [28] et Wright [29] qui utilisent l'approximation de petites perturbations (SPM¹) pour décrire la diffusion. Cependant cette méthode est limitée à des surfaces peu rugueuse puisqu'elle suppose que $h_{rms} \ll \lambda_r$ où λ_r est la longueur d'onde du radar.

D'autres comme Barrick [30] utilisent la méthode de Kirchhoff (KA²). Cette dernière suppose que le rayon de courbure de la surface et l'écart type des hauteurs de la surface σ_h est très grand devant λ_r ($\sigma_h \gg \lambda_r$). La formulation repose sur une représentation intégrale de surface avec comme inconnues, les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique. Elle néglige les réflexions EM multiples sur la surface ainsi que les phénomènes d'ombrage. Ce sont là les premiers travaux de Barrick qui va devenir par la suite incontournable dans le domaine des fréquences HF grâce à son modèle de spectre Doppler [31] exprimé en fonction du spectre directionnel des hauteurs de la mer. Il donne ainsi une expression analytique du coefficient de diffusion associé au pic du premier ordre de Bragg. Le spectre directionnel des hauteurs de la mer donne la densité de puissance associée à chaque

¹SPM : Small Perturbation Method.

²KA : Kirchhoff Approximation aussi appelé approximation du plan tangent.

longueur d'onde des vagues ³. Ces travaux constituent une base importante pour les océanographes qui l'utilisent pour déterminer les courants marins par décalage du pic de Bragg, à partir de mesures faites par radars HF, en inversant son modèle. Il l'agrèment dans [32] en donnant l'expression de ce qui entoure la raie de Bragg aussi appelé spectre ou continuum, du second ordre. Cette partie du spectre fait intervenir les interactions entre les vagues. Ce terme de second ordre, par inversion, permet de mesurer le spectre des vagues complet. Cette technique d'inversion a été et est toujours largement utilisée à cet effet ; on peut ainsi citer les travaux de Wyatt [33], Hisaki [34] ou Howel [35].

Il est également à noter que les modèles de Barrick [31, 32] du fait d'être rapides et faciles à implémenter de par leur forme analytique, ont également été utilisés non plus dans le domaine océanographique mais de la détection de cibles sur l'océan. La mer est alors considérée comme un bruit ou « fouillis » qui vient se superposer au signal utile de la cible. Dans ce cas, les modèles permettent de simuler des spectres Doppler de la mer, auxquels sont intégrées des cibles. Différents algorithmes de filtrage sont ensuite testés sur ces spectres, tel que dans l'étude de Bronner [36], afin de déterminer leur efficacité à détecter un objet dans le « fouillis » de mer.

Quelques années plus tard, en 1977, il publie avec Weber [37, 38] un modèle basé sur la SPM et qui rend mieux compte des interactions électromagnétiques, en incluant des termes du second ordre. Ils améliorent également le modèle de mer en prenant en compte les interactions non linéaires entre les vagues. Ils donnent ainsi un sens physique au spectre Doppler du second ordre en l'interprétant comme issu des interactions entre les termes du second ordre de la mer dérivés des équations hydrodynamiques et ceux du second ordre électromagnétique calculés à partir des équations de Maxwell.

Cependant, les modèles de Barrick montrent leurs limites [39, 40] pour des états de mer agités en raison des hypothèses faites sur les hauteurs des vagues. En effet, l'utilisation de méthodes approchées pour résoudre le problème électromagnétique a réduit leur champ d'application à des surface de mer ayant des hauteurs de vagues peu élevées ($k_r H_s < 4$ avec H_s hauteur significative des vagues⁴ et k_r nombre d'onde de l'onde émise par le radar). De plus, les modèles de Barrick permettent de déterminer uniquement les deux premiers ordres du spectre Doppler. En outre, le coefficient de diffusion est calculé en intensité à partir d'un paramètre statistique de la surface de mer (spectre directionnel des hauteurs). Il s'agit donc d'un calcul incohérent puisqu'il ne permet pas de calculer les champs EM complexes, et non descriptif. Ainsi une information précieuse contenue dans le terme de phase et qui correspond à la contribution de chaque diffuseur, est perdue.

On voit ainsi apparaître la nécessité de reconsidérer le problème direct et d'améliorer le modèle de diffusion EM par la mer. Dans un premier temps, les études cherchent à lever les limitations des modèles asymptotiques que nous venons de voir. Des modèles unifiés, basés sur la combinaison des méthodes citées précédemment, voient le jour et permettent de quasiment entièrement supprimer les hypothèses sur la rugosité de la surface ou les fréquences considérées.

³Ce point sera traité plus en détail dans le chapitre 2.

⁴La hauteur significative des vagues est la moyenne des hauteurs du tiers des vagues ayant les hauteurs les plus hautes. Cette quantité est mesurée par passage à des valeurs décroissantes c'est à dire entre les crêtes et les creux.

Ainsi, Voronovich en 1985 [41] commence le développement d'un modèle approché unifié basé sur l'approximation des faibles pentes (SSA⁵) et qu'il applique à des surfaces rugueuses en 3D. Ce modèle combine la KA avec la SPM. Il suppose que les angles d'incidence et de réflexion sont supérieurs à l'écart type des pentes [42]. Il ne peut donc pas s'appliquer à des incidences rasantes, proches de l'horizon. En 2002 [43], Voronovich développe le SSA au second ordre (SSA2⁶) et montre qu'il peut être appliqué à des modèles de surfaces rugueuses à deux échelles : petites et grandes. Les petites échelles diffusent suivant les mécanismes de diffusion de Bragg tandis que les grandes échelles viennent moduler les facettes qui portent les diffuseurs petites échelles. Les grandes échelles modulent donc également la diffusion de Bragg. Le SSA2 présente cependant un inconvénient qui est d'être difficile à implémenter. Les différents travaux de Voronovich seront repris par la suite par Johnson et Elfouhaily, Saillard et Soriano, comme nous allons le voir.

A partir de 1996, Elfouhaily se lance avec Chapron [44] dans l'étude de la diffusion par les surfaces de mer. Ils reprennent dans un premier temps, la méthode de la KA. Leur code permet de rendre compte de la diffusion par les deux échelles de la mer : longues et courtes vagues et est étendu au troisième ordre hydrodynamique. La mer est considérée comme parfaitement conductrice (PC). Cependant, le modèle est limité à des angles peu rasants et à des valeurs de h_{rms} peu élevées. Elfouhaily étend la KA au cas bistatique, toujours dans le cas PC, pour la rendre compatible avec la SSA du premier ordre en 1999 [45]. Cette étude est menée aux fréquences microondes. Il compare son code avec un modèle exact. Les résultats sont en bonne concordance ; il valide ainsi ces travaux. Néanmoins, il trouve que la polarisation est indépendante de l'état de rugosité de la surface. Il corrige ce point dans [46] en 2003.

C'est également à partir de 1996 que Bourlier entame des études sur la diffusion par les surfaces rugueuses et plus particulièrement en infrarouge [47]. Il calcule les coefficients d'émissivité et de réflectivité qui caractérisent le rayonnement intrinsèque de la surface. Il choisit l'approximation de l'optique géométrique (OG⁷) qui permet de supprimer la dépendance des hauteurs présente dans le terme de phase de la représentation intégrale de la KA. Elle conserve la limitation de la KA : la surface doit être très rugueuse c'est à dire $\sigma_h \gg \lambda_r$. Cependant, Bourlier améliore la méthode en introduisant des fonctions d'illumination pour prendre en compte les phénomènes d'ombrage. Il applique celle-ci au cas de la mer.

Barrick en 1998 [48] se place dans des conditions d'angles rasants. Il aborde une approche asymptotique, incohérente et non-descriptive puisqu'il calcule le coefficient de diffusion en intensité et que la mer est modélisée par son impédance de surface. Cette quantité est une fonction de la rugosité et de la permittivité du milieu. Son modèle se trouve dans certaines conditions en contradiction avec les théories développées à cette époque comme celles de Tatarskii [49]. Barrick souligne, de plus, la difficulté à expliquer, par les modèles, les observations réalisées de la bande HF aux microondes lorsque la source est placée au niveau de l'horizon.

⁵SSA : Small Slope Approximation.

⁶SSA2 : Second order Small Slope Approximation.

⁷OG : Optique Géométrique.

Il existe d'autres modèles utilisant l'impédance de surface, tel que celui de Fabbro (1999) [50], mais ceux-ci se basent quant à eux sur l'équation parabolique (EP⁸) pour résoudre les équations de Maxwell. Ils permettent de modéliser la propagation des ondes de surface sur la surface de la mer. Ces modèles sont pour la plupart incohérents.

A partir de 2001, Bourlier réalise des études aux fréquences microondes. Il cherche à simplifier les calculs de la KA en supprimant la dépendance des pentes dans l'intégrale de surface grâce à l'approximation de la phase stationnaire (APS⁹) [51]. Il traite le cas d'une surface rugueuse aléatoire en 2D, PC, en configuration monostatique. Il étend cette étude dans [52] au cas 2D, diélectrique, en configuration bistatique et à une surface de mer. Plus tard, il confirme la nécessité d'utiliser des modèles unifiés dans le cas de la mer. En effet, la mer est composée de multi-fréquences ; il est donc nécessaire de lui appliquer plusieurs modèles EM simultanément pour en caractériser toutes les échelles.

A partir de 2003 et jusqu'à 2007, Johnson et Elfouhaily développent leurs propres modèles asymptotiques unifiés en alliant KA, SPM et SSA, utilisées à différents ordres. Ils cherchent notamment à prendre en compte la double diffusion grâce aux modèles dits « non locaux » (par opposition aux modèles « locaux » qui ne considèrent qu'une seule réflexion sur la surface). Parmi les formulations publiées, nous pouvons citer les : LCA¹⁰ et NLCA¹¹ [53] puis WCA¹² [54] en collaboration avec Bourlier en 2004 [54], RLCA¹³. En 2005, Bourlier compare différentes méthodes en les appliquant à une surface de mer en 2D : LCA, WCA et SSA de Voronovich, en bande C et Ku. Il conclut que le modèle LCA n'est pas adapté à la surface de mer.

La publication la plus récente, portant sur les modèles unifiés, date de 2007 et est issue des travaux de Johnson et Elfouhaily sur le RLCA3 (RLCA développé au troisième ordre) [55, 56]. L'étude est réalisée aux fréquences microondes, sur des surfaces rugueuses en 3D, diélectriques. Les auteurs cherchent à déterminer l'émission thermique par la mer. Cet article montre que le modèle est plus précis que le SSA de Voronovich pour les fréquences élevées. Il souligne cependant les risques liés à l'utilisation du RLCA3 à angles rasants ainsi que les limites des modèles précédemment développés LCA et WCA en détection passive (calculs d'émissivité).

Un résumé des méthodes asymptotiques vient d'être présenté (une publication comparative très complète sur les méthodes asymptotiques, notamment unifiées, a été rédigée par Elfouhaily et Guérin [57]). Ces méthodes présentent le grand avantage d'être rapides et peu coûteuses en temps de calcul et en espace mémoire. Cependant, elles nécessitent toutes de faire des hypothèses sur la hauteur quadratique moyenne des surfaces, l'écart type des pentes, la fréquence ou sur l'angle d'incidence. Elles se réduisent donc à un champ d'application bien spécifique. Pour éviter ces contraintes, d'autres chercheurs ont choisi d'utiliser des codes exacts. Leur choix est également appuyé par le fait qu'ils souhaitent mieux comprendre les interactions entre l'onde EM et la surface de mer, et mieux caractériser les phénomènes hydrodynamiques. Ceci est rendu possible par la méthode exacte au travers

⁸EP : Équation Parabolique

⁹APS : Approximation de la Phase Stationnaire.

¹⁰LCA : Local Curvature Approximation.

¹¹NLCA : Non-Local Curvature Approximation.

¹²WCA : Weighted Curvature Approximation.

¹³RLCA : Reduced Local Curvature Approximation.

de l'approche descriptive de la scène et du calcul cohérent du champ EM diffusé. Il existe une autre source de motivation en faveur de l'utilisation de ce type de modèle, qui réside dans la volonté de valider les codes approchés. Ainsi, des études basées sur des méthodes rigoureuses sont menées en parallèle à celles sur les modèles asymptotiques. Des efforts importants sont réalisés afin de réduire les temps de calculs et le volume de données engendrés par les méthodes exactes.

Rino en 1991 [58], détermine l'intensité du coefficient de diffusion et du spectre Doppler à partir des champs diffusés calculés grâce à un modèle exact : la méthode des moments (MoM¹⁴). Des réalisations de la surface indépendantes dans le temps, sont générées. Il utilise une modélisation 2D et compare des modèles de mer linéaire¹⁵ et non linéaires. La mer est, de plus, considérée comme parfaitement conductrice. Les fréquences étudiées sont dans la bande HF et les angles d'incidence vont jusqu'à 70° par rapport à la normale à la surface. Les spectres Doppler simulés permettent d'observer les phénomènes de Bragg et il retrouve les résultats de Valenzuela [59] qui faisaient apparaître, par des mesures en bassin, la disparition des raies de Bragg lorsque le vent devient très fort (20 m/s). Il conclut qu'il est nécessaire de prendre en compte les non-linéarités dans le modèle de mer et d'envisager des surfaces en 3D pour bien modéliser tous les phénomènes hydrodynamiques. Ses travaux constituent une étape importante qui va inciter les chercheurs à considérer l'intérêt d'une méthode exacte et d'une modélisation descriptive et réaliste de la surface de mer. L'étude de Rino va inspirer de nombreuses recherches comme celles de Johnson, Toporkov, Saillard et Soriano, comme décrit dans la suite.

En 1996, Johnson s'intéresse [60] à la diffusion par une surface rugueuse en 3D, parfaitement conductrice à 97.5 GHz. Il utilise pour cela la MoM. Les temps de calculs sont réduits grâce à développement d'un algorithme itératif¹⁶ pour résoudre la MoM : SMFSIA¹⁷. Johnson passe un an plus tard [61] à des fréquences plus basses, VHF (167 MHz) et considère une surface 2D diélectrique puis PC. L'algorithme de résolution de la MoM est alors la BMFSIA¹⁸. Ses résultats lui permettent de valider un code d'équations paraboliques. A partir de 1998 [62], il s'intéresse à la diffusion par une surface de mer. Ces travaux s'appuient sur la MoM résolue par la méthode CAG¹⁹. Il considère des surfaces 2D, diélectriques. Les angles d'incidences atteignent 89° par rapport à la normale à la surface et la fréquence considérée est de 14 GHz. Il compare les coefficients de diffusion avec ceux obtenus avec des méthodes approchées telles que SPM, du modèle de surface composite [63], SSA, etc. et montrent la bonne concordance des résultats pour de faibles hauteurs de vagues. Cependant, dans le cas de hauteurs plus élevées et d'angles d'incidence tendant vers 89°, les méthodes approchées ne convergent plus vers la MoM. Ceci renforce ainsi les besoins en modélisation exacte. Il confirme également dans cette étude la nécessité d'améliorer le modèle hydrodynamique afin que la surface de mer soit représentative de la réalité physique.

¹⁴MoM : Method of Moments, qui sera détaillée plus tard dans ce chapitre.

¹⁵La mer est considérée comme une simple superposition d'harmoniques. Les modèles linéaires et non linéaires seront détaillés dans le second chapitre.

¹⁶Les méthodes de résolution de la MoM, notamment les algorithmes itératifs seront abordés plus en détails plus loin dans ce chapitre.

¹⁷SMFSIA : Sparse Matrix Flat Surface Iterative Approach.

¹⁸BMFSIA : Banded Matrix Flat Surface Iterative Approach.

¹⁹CAG : Canonical Grid.

Toporkov a également le même parcours puisqu'il étudie la diffusion EM par les surfaces rugueuses fin des années 90 [64]. Toporkov se tourne vers les surfaces de mer en 2000 et 2003 [65, 66]. Deux algorithmes itératifs sont combinés pour résoudre la MoM : FMM²⁰ et MOMI²¹. La scène étudiée est PC, en 2D, à des fréquences en bande C (1.3 GHz) puis X (10GHz) et à des incidences qui atteignent 85°. Il trace les spectre Doppler associés à partir de 2000. Son modèle de mer est linéaire. Toporkov retrouve les conclusions de Rino et Johnson sur l'importance d'inclure des termes non linéaires dans le modèle hydrodynamique. Il les introduira à partir de 2003 [66] puis 2005 [67].

A partir de 2003 Soriano et Saillard s'intéressent au rayonnement par la surface de mer après avoir travaillé eux aussi sur les surfaces rugueuses [68]. La MoM est résolue grâce à la SMFSIA. En 2005, ils étudient le même type de surfaces que Toporkov [66] et comparent des spectres Doppler simulés pour des modèles de mer linéaires et non linéaires, en 3D, avec la SSA, en bande L [69]. Ils confirment les résultats et conclusions de Toporkov. Ils comparent les spectres Doppler simulés avec des mesures faites dans le bassin méditerranéen. Il existe un bon accord entre les résultats, les phénomènes de Bragg sont bien modélisés. Ils arrivent à des allures de spectres Doppler similaires pour différents directions du vent ou polarisations de l'onde radar mais pour des vitesses du vent faibles (< 5 m/s).

Nous venons de lister une partie des études réalisées par le passé sur des surfaces rugueuses et plus particulièrement sur les surfaces de mer. Les derniers travaux s'appuyant sur des codes exacts révèlent à quel point il est important de bien modéliser et comprendre les interactions onde EM/surface de mer afin de mieux cerner les phénomènes hydrodynamiques. Ils font ainsi apparaître la nécessité de poursuivre les investigations sur le problème direct de la diffusion par l'océan afin de pouvoir par la suite déterminer les caractéristiques de cette surface par inversion.

Les études citées soulignent également les contraintes liées à l'utilisation des méthodes asymptotiques. En effet, ces dernières sont basées sur des hypothèses simplificatrices qui ne permettent pas de tenir compte de la rugosité multi-échelles de la mer (cas des modèles non unifiés). Cet inconvénient a été levé grâce aux formulations unifiées. Cependant celles-ci commencent à présenter des niveaux de complexité tels qu'elles deviennent relativement délicates à implémenter numériquement [42]. Dans tous les cas, les modèles approchés sont mis en défaut lorsque l'incidence rasante est considérée.

C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser pour ce projet, une méthode de résolution exacte. L'originalité de cette étude tient également dans le fait qu'elle est conduite aux fréquences HF, peu étudiées avec les méthodes exactes jusqu'à présent et sur des surfaces tridimensionnelles dynamiques.

1.3 Choix du modèle électromagnétique

Le paragraphe précédent nous a permis de justifier l'utilisation d'une méthode de résolution « exacte » ou « rigoureuse » des équations de Maxwell pour notre étude. Nous allons maintenant sélectionner celle qui correspond le plus à nos besoins. Il est possible de décomposer ces méthodes en deux catégories : différentielles ou intégrales.

²⁰FMM : Fast Multipole Method.

²¹MOMI : Method of Ordered Multiple Interactions.

Les **méthodes différentielles** sont basées sur une résolution volumique du problème EM sous forme d'équations aux dérivées partielles. Elles peuvent être utilisées dans le domaine temporel ou fréquentiel et les modèles associés sont de type différences finies FDTD (Finite Difference in Time Domain) ou éléments finis FEM (Finite Element Method). Dans tous les cas, le problème doit être de dimensions finies. C'est pourquoi dans le cas particulier des surfaces infinies, la scène doit être tronquée. Ceci implique que, pour éviter les phénomènes de diffraction par les bords, des conditions aux limites doivent être judicieusement choisies. Ainsi, des conditions d'absorption de l'onde sont introduites sur les bords de la scène. Ces conditions peuvent être satisfaites par ajout de couches de matériaux absorbants telles que les PML (Perfectly Matched Layers) ou alors par définition de fonctions mathématiques aux frontières. Ces conditions sont détaillées dans la thèse de Vezinet [70]. Ces méthodes sont tout à fait appropriées aux milieux inhomogènes puisqu'elles discrétisent le problème EM en cellules volumiques. Il est ainsi aisé de définir un matériau différent pour chacune d'elles. Dans le cas de la FDTD, ces cellules, appelées cellule de Yee, permettent de discrétiser l'espace, comme l'indique le schéma de la figure 1.1. L'ensemble de la méthode est expliquée dans [71]. L'échantillonnage spatial et temporel est choisi de sorte que les champs électriques et magnétiques discrétisés calculés convergent vers des valeurs stables. Ces champs sont alternés au sein de chaque cellule élémentaire. Ainsi, les champs électriques et magnétiques sont calculés respectivement au milieu des arêtes et au centre des faces.

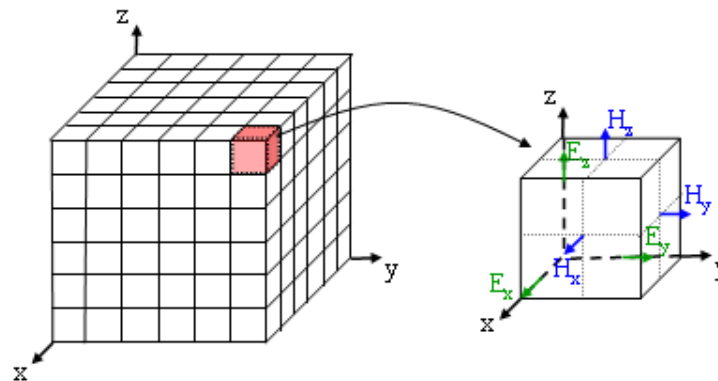


FIG. 1.1 – Schéma de la cellule de Yee

En raison de la discrétisation de l'objet dans le maillage, une rugosité numérique vient se superposer à la rugosité naturelle et peut fausser les résultats. La figure 1.2 donne deux exemples de discrétisation spatiale d'une surface rugueuse. Les cases grisées représentent l'objet tel qu'il est réellement simulé.

La FDTD requiert un espace mémoire et un temps de calcul directement proportionnels au volume de la scène maillée ce qui veut dire que la scène doit avoir les plus petites dimensions possibles. Par ailleurs, pour des raisons de stabilité numérique, le pas temporel doit être inférieur au temps nécessaire à l'onde pour traverser la cellule. Ce pas temporel devient donc de plus en plus petit lorsque le pas spatial diminue. Le suréchantillonnage de la scène conduit rapidement à une augmentation des

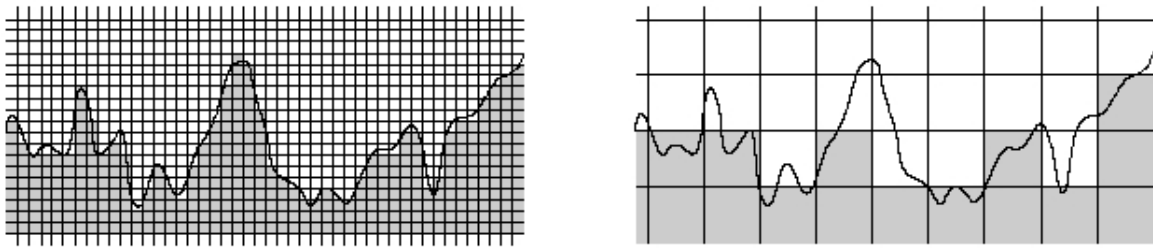


FIG. 1.2 – Illustration de la dégradation de la rugosité dans un maillage FDTD : maillage en $\lambda/100$ (gauche) et maillage en $\lambda/20$ (droite)

ressources informatiques (capacité mémoire et temps de calcul). Cette méthode a été appliquée pour modéliser la diffusion par des sols hétérogènes et notamment par Bachelier en vue de la détection d'objets enfouis [72] et par Besse pour la même application et la caractérisation de couches géologiques [73].

Les **méthodes intégrales surfaciques** quant à elles, reposent sur une résolution du problème EM aux interfaces. En effet, le calcul EM sur une structure quelconque est ramené au calcul du champ EM sur des interfaces séparant des milieux homogènes. Les champs électrique et magnétique sur les interfaces sont les inconnues du problème. Ils sont solution d'une équation intégrale (EI) (ou d'un système d'EI dans le cas de plusieurs interfaces). La résolution fait en général appel à la méthode des moments (MoM) qui ramène le système d'EI à un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les valeurs discrétisées des champs sur les interfaces. La connaissance de ces champs permet ensuite de calculer le champ diffusé au moyen d'une intégrale de rayonnement.

Il est à noter qu'il existe d'autres méthodes de discrétisation et notamment dans le domaine temporel [74]. Le maillage se fait par découpage de la scène, par exemple, en segments pour les géométries 2D et en carrés ou triangles [75] pour les cas 3D. D'autres études portent sur des mailles de types quadrangles [76] qui sont plus adaptées à des géométries complexes.

Ainsi, la discrétisation spatiale imposée par les EI, à pas de discrétisation identique, dégrade moins l'intégrité de la surface rugueuse que la FDTD. Cependant, pour des objets tels que les surfaces rugueuses, avec la MoM, il est assez délicat de définir les conditions aux limites qui permettent d'éviter ou de limiter les phénomènes de diffraction par les bords [73]. Dans la mesure où pour notre étude nous allons considérer la mer comme un milieu homogène, les EI paraissent plus adaptées. Ceci va nous permettre d'éviter un maillage volumique très coûteux en temps de calcul. Par conséquent, le maillage de la scène sera surfacique. Ce choix se retrouve dans les études que nous avons citées dans l'état de l'art. En effet, dans le cas de la mer et à notre connaissance, aucune n'a utilisé la FDTD. Nous allons donc dans le paragraphe suivant, donner plus de précisions sur les EI et leur résolution.

1.4 Présentation du modèle électromagnétique choisi : EI résolues par la MoM

1.4.1 Présentation des équations intégrales

Les représentations intégrales ont été obtenues par Stratton et Chu [77] à partir des équations de Maxwell et du théorème du vecteur de Green ²². Ces représentations expriment les champs diffusés à partir des champs ou des courants de surface. On peut écrire les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} totaux en fonction des champs diffusés \mathbf{E}_s et \mathbf{H}_s et incidents \mathbf{E}_i et \mathbf{H}_i :

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s\end{aligned}\quad (1.1)$$

Les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont constitués de composantes tangentielles et normales. Les intégrales de Stratton et Chu donnent l'expression des champs diffusés :

$$\mathbf{E}_s = \int_S [-i\omega\mu (\hat{n} \times \mathbf{H}) \psi + (\hat{n} \times \mathbf{E}) \nabla\psi + (\hat{n} \cdot \mathbf{E}) \nabla\psi] dS \quad (1.2)$$

$$\mathbf{H}_s = - \int_S [-i\omega\epsilon (\hat{n} \times \mathbf{E}) \psi - (\hat{n} \times \mathbf{H}) \nabla\psi - (\hat{n} \cdot \mathbf{H}) \nabla\psi] dS \quad (1.3)$$

ψ est la fonction de Green en espace libre définie par : $\psi = \frac{e^{-ikR}}{4\pi R}$. ω est la fréquence angulaire ou pulsation, μ et ϵ représentent la perméabilité et la permittivité, k est le nombre d'onde et \hat{n} est un vecteur unitaire normal à la surface S . La convention temporelle est $e^{i\omega t}$ et R est la distance entre le point M' de coordonnées (x', y', z') appartenant à la surface et le point M d'observation (x, y, z) (voir schéma Fig. 1.3).

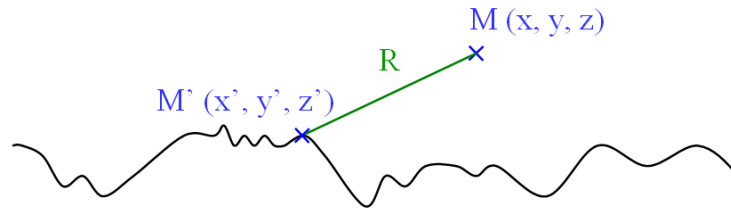


FIG. 1.3 – Définition de la distance R .

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$$

On peut alors en déduire l'expression de $\nabla\psi$ suivante :

²²Le théorème de Green ou théorème de Green-Riemann donne la relation entre une intégrale curviligne autour d'une courbe simple fermée C et l'intégrale double sur la région du plan délimitée par C .

$$\begin{aligned}\nabla\psi &= (1 - ikR) \frac{e^{-ikR}}{4\pi R^2} \hat{R} \\ &= (1 - ikR) \frac{\psi \hat{R}}{R}\end{aligned}$$

\hat{R} est le vecteur orienté vers l'extérieur de la surface.

Les composantes tangentielles et perpendiculaires des champs électrique et magnétique peuvent être interprétées en termes de courants et de charges :

$$\begin{aligned}\mathbf{J} &= \hat{n} \times \mathbf{H} \quad \text{courant électrique} \\ \mathbf{M} &= -\hat{n} \times \mathbf{E} \quad \text{courant magnétique} \\ \rho &= \epsilon \hat{n} \cdot \mathbf{E} \quad \text{charge électrique} \\ \rho^* &= \mu \hat{n} \cdot \mathbf{H} \quad \text{charge magnétique}\end{aligned} \tag{1.4}$$

Si on considère le cas particulier d'un conducteur parfait, les sources magnétiques sont nulles et les équations 1.2 et 1.3 deviennent :

$$\mathbf{E}_s = \int_S [-i\omega\mu (\hat{n} \times \mathbf{H}) \psi + (\hat{n} \cdot \mathbf{E}) \times \nabla\psi] dS = \int_S \left[-i\omega\mu \mathbf{J} \psi + \frac{1}{\epsilon} \rho \nabla\psi \right] dS \tag{1.5}$$

$$\mathbf{H}_s = \int_S (\hat{n} \times \mathbf{H}) \times \nabla\psi dS = \int_S \mathbf{J} \times \nabla\psi dS \tag{1.6}$$

Les équations 1.5 et 1.6 sont connues respectivement sous le nom de représentations intégrales du champ électrique (EFIE) et du champ magnétique (MFIE). De plus, la conservation de la charge nous permet d'écrire :

$$\hat{n} \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{-i}{\omega\epsilon} (\nabla \cdot \mathbf{J}) \tag{1.7}$$

Pour un **conducteur parfait**, on applique la condition aux limites suivante : la composante tangentielle du champ électrique est nulle. Ceci se traduit par :

$$\hat{n} \times \mathbf{E} = \hat{n} \times (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s) = \mathbf{0} \tag{1.8}$$

A la surface du conducteur parfait, le champ magnétique tangentiel est lié à la densité de courant induite à la surface, par la relation :

$$\hat{n} \times \mathbf{H} = \hat{n} \times (\mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s) = \mathbf{J} \tag{1.9}$$

Les EI associées à 1.5 et 1.6 sont obtenues en appliquant les conditions aux limites 1.8 et 1.9 :

$$\hat{n} \times \mathbf{E}_i = -\hat{n} \times \mathbf{E}_s = \hat{n} \times \int_S \left[-i\omega\mu \mathbf{J} \psi + \frac{-i}{\omega\epsilon} (\nabla \cdot \mathbf{J}) \nabla\psi \right] dS \quad \text{EFIE} \tag{1.10}$$

$$\hat{n} \times \mathbf{H}_i = \mathbf{J} - \hat{n} \times \int_S (\mathbf{J} \times \nabla\psi) dS \quad \text{MFIE} \tag{1.11}$$

Ces équations sont le point de départ pour le calcul de la densité surfacique de courant \mathbf{J} . Quelques remarques peuvent être faites sur ces formulations. Tout d'abord, si la source et le point d'observation coïncident, c'est à dire si $R = 0$ alors ψ et $\nabla\psi$ tendent vers l'infini. On a alors un problème pour le calcul des intégrales des équations 1.10 et 1.11 qui présentent une singularité en $R = 0$.

La formulation MFIE est valide uniquement dans le cas de surfaces fermées. Au contraire, l'EFIE est applicable à des surfaces ouvertes ou fermées [78]. Cependant, comme expliqué dans [79, 80, 81], elle apparaît mal posée pour certaines fréquences dites irrégulières correspondant aux fréquences propres d'une cavité lorsqu'un objet fermé est considéré. Pour résoudre une partie de ces difficultés, une troisième équation a été définie qui est une combinaison linéaire des deux précédentes. Il s'agit de l'équation intégrale des champs couplés (CFIE) :

$$CFIE = (1 - \alpha) EFIE + \beta MFIE \quad (1.12)$$

avec dans la plupart des cas $\alpha \in [0; 1]$ [80]. β est défini tel que $\alpha + \beta = 1$.

La CFIE correspond physiquement à mettre un matériau dissipatif dans le problème de cavité correspondant. Les résonances disparaissent et le problème est alors bien posé.

1.4.2 Méthodes de résolution

Après avoir défini les formulations intégrales, nous allons voir comment il est possible de les résoudre. La méthode considérée dans cette étude est la méthode des moments (MoM) car elle est la plus couramment utilisée. Il ne s'agit pas de réexpliquer cette dernière car cela n'est pas le propos de cette thèse. Pour en comprendre les détails, le lecteur pourra lire un article de référence ainsi que le livre de Harrington [82, 83], la thèse de Déchamps [79] et pour ce qui concerne le logiciel utilisé dans cette étude (Elsem3D, qui sera décrit plus loin dans ce chapitre) : [80, 75]. Le principe général de la MoM est de ramener les EI à un système linéaire grâce à une discrétisation la surface. Un exemple de discrétisation est donné Fig. 1.4. Il s'agit d'une sphère décomposée en triangles dont les arêtes servent de support au calcul de champ EM.

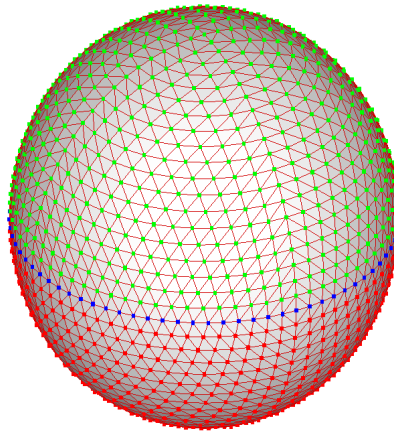


FIG. 1.4 – Exemple de maillage : celui d'une sphère.

La MoM permet d'aboutir à un système matriciel de la forme :

$$\mathbf{Z} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{b} \quad (1.13)$$

\mathbf{Z} est nommée « matrice impédance », \mathbf{X} est le vecteur inconnu contenant le champ ou le courant surfaciques, \mathbf{b} est le vecteur connu contenant le champ incident.

Pour résoudre ce système matriciel, plusieurs méthodes peuvent être choisies. La plus évidente est la méthode directe telle que la « décomposition LU » [84]. Si N est le nombre d'inconnues alors cette méthode a une complexité en $O(N^3)$ et le stockage est en $O(N^2)$. Pour des surfaces de grandes dimensions, le nombre d'inconnues peut devenir très élevé ; dans ce cas il est préférable d'avoir plutôt recours à des méthodes itératives. Pour des configurations telles que les surfaces rugueuses ou de mer, différentes méthodes itératives ont été utilisées : MOMI (Methoh of Ordered Multiple Interactions) [64, 85], BMIA/CAG (Banded Matrix Iterative Aproach/CAnonical Grid) [86], FB (Forward/Backward) [87, 88] ou FMM (Fast Multiple Method) [89, 65, 90]. Ces méthodes permettent de réduire la complexité du problème étudié comme le montre le tableau 1.2.

Méthodes itératives	Complexité
Décomposition LU	$O(N^3)$
FB	$O(N^2)$
BMIA/CAG	$O(N \log N)$
MOMI	$O(N^2)$
FMM	$O(N \log N)$

TAB. 1.2 – Ordre de complexité des méthodes itératives

Nous n'allons pas rentrer dans le détail de ces méthodes mais nous allons donner le principe de la FMM.

D'après le tableau 1.2, la complexité de cette méthode est en $O(N \log N)$. Elle est également intéressante car elle permet de réduire le coût de stockage de $O(N^2)$ (décomposition LU) à $O(N \log N)$. Cet algorithme est détaillé dans [80]. L'idée générale consiste à ne plus considérer l'interaction d'un point avec tous les autres mais celle d'un groupe de points avec un autre. Ensuite, on retient l'interaction d'un ensemble de groupe avec un autre.

Cette façon d'appréhender le problème permet de diminuer le stockage de la matrice et d'effectuer un produit matrice-vecteur en seulement $O(N \log N)$ opérations multiniveaux.

Nous avons vu dans cette partie les différentes formulations des équations intégrales classiques : EFIE, MFIE. Ces équations font apparaître la nécessité d'une autre formulation, la CFIE, car elle

permet de lever les singularités des deux précédentes (problèmes de fréquences de résonances, singularités à l'origine en $R = 0$, etc.). Ensuite, la MoM a été introduite pour résoudre ces EI. Ce calcul se fait sous la forme d'un produit matriciel qui peut être résolu par une méthode directe (de type LU par exemple) ou par une méthode itérative. Ce dernier type de méthode montre son intérêt pour des problèmes ayant un grand nombre d'inconnues, comme par exemple pour la diffusion par des surfaces de mer.

1.5 Optimisation de la méthode électromagnétique

Le choix de la représentation intégrale a été justifié précédemment par le fait que l'on souhaite modéliser de façon exacte la diffusion par une surface de mer en 3D sans faire aucune approximation sur la rugosité de cette surface ou sur les fréquences considérées. Les méthodes asymptotiques ont été écartées pour cette étude en raison de leurs hypothèses réductrices. De telles méthodes présentent cependant le grand intérêt d'être plus rapides en temps de calcul que les méthodes rigoureuses. En effet, le choix de la MoM conduit à de nouvelles préoccupations concernant le temps de calcul et la capacité mémoire requise pour nos simulations. Ainsi, il est absolument primordial de réduire ces deux points afin qu'ils ne soient pas rédhibitoires pour réaliser une étude approfondie des phénomènes d'interactions entre l'onde EM et la mer. De plus, nous devons garder en mémoire qu'un certain nombre de réalisations de la surface de mer devront être simulées afin de pouvoir former le spectre Doppler. Ceci implique dans l'ensemble une quantité non négligeable de calculs EM. Pour limiter les temps de calcul et le stockage, nous avons vu précédemment que choisir une méthode itérative pour la résolution des EI permet de réduire ces deux aspects par rapport à une résolution directe. De plus, le fait de considérer la rétrodiffusion par une surface rugueuse à 90° par rapport à la normale pose un problème « géométrique » en plus du problème de l'incidence rasante un peu délicate à traiter par un code EM. En effet, dans la mesure où la surface est dynamique, on peut se trouver dans le cas où l'onde peut se propager sous la surface (profil en rouge sur le schéma 1.5).

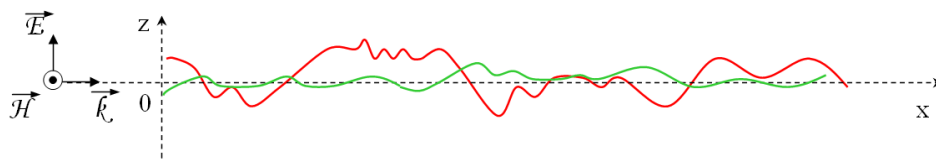


FIG. 1.5 – Illustration du problème de l'incidence rasante sur une surface rugueuse.

Enfin, l'idée est de modéliser la diffusion par une surface rugueuse infinie. Ceci ne peut pas être réalisé dans la pratique par le code EM. Ainsi, nous sommes contraints de mailler une surface tronquée ce qui introduit des phénomènes non désirables. En effet, les bords tronqués vont être à l'origine de phénomènes de diffraction importants qui vont venir perturber le rayonnement étudié.

Par conséquent, trois principaux points critiques sont à considérer :

- Temps de calcul et stockage importants
- Problème à incidence rasante : propagation dans le demi-plan inférieur possible
- Diffraction par les bords de la surface tronquée

Nous allons maintenant proposer une approche qui permet de réduire ces différentes contraintes.

1.5.1 Première hypothèse : la surface de mer est parfaitement conductrice

Dans la littérature, nous avons pu constater qu'un certain nombre d'études [63, 64, 87, 86] font l'approximation d'une surface de mer parfaitement conductrice (PC) pour des fréquences allant de la bande HF à la bande X (8-12 GHz). Ceci permet de simplifier certains calculs et d'appliquer des techniques qui vont accélérer les calculs comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Par ailleurs, cette hypothèse est justifiée d'un point de vue physique puisque la mer est un milieu dont la conductivité est importante $\sigma = 5 \text{ S/m}$ [91] aux fréquences HF, à 20°C . En effet :

$$\frac{\sigma_{mer}}{\omega\epsilon_o} \gg \epsilon_{mer} \quad (1.14)$$

Par exemple, à 15 MHz :

$$\frac{\sigma_{mer}}{\omega\epsilon_o} = \frac{5}{2\pi \times 15 \times 10^6 \times 8.85 \times 10^{-12}} \approx 6000 \quad (1.15)$$

et :

$$\epsilon_{mer} \approx 80 \quad (1.16)$$

Il est à noter que la conductivité de la mer reste stable et élevée entre 10 kHz et 1 GHz puis ne cesse d'augmenter pour des fréquences de 1 GHz à 100 GHz, comme l'indique la figure 1.6 extraite de [91]. Dans la bande de fréquence HF, la mer se comporte donc comme un très bon conducteur et peut être considérée comme un conducteur parfait pour cette étude.

Nous nous intéressons maintenant aux coefficients de Fresnel aussi appelés coefficients de réflexion. Les polarisations horizontales et verticales sont définies par les figures 1.7 et 1.8, et les coefficients de réflexion associés sont donnés par les équations 1.17 et 1.18.

$$Rh = \frac{E_r}{E_i} \quad \text{Polarisation horizontale} \quad (1.17)$$

avec $E_{zi} = 0$ et E_r, E_i champs électriques réfléchi et incident.

$$Rv = \frac{H_r}{H_i} \quad \text{Polarisation verticale} \quad (1.18)$$

avec $H_{zi} = 0$ et H_r, H_i champs magnétiques réfléchi et incident.

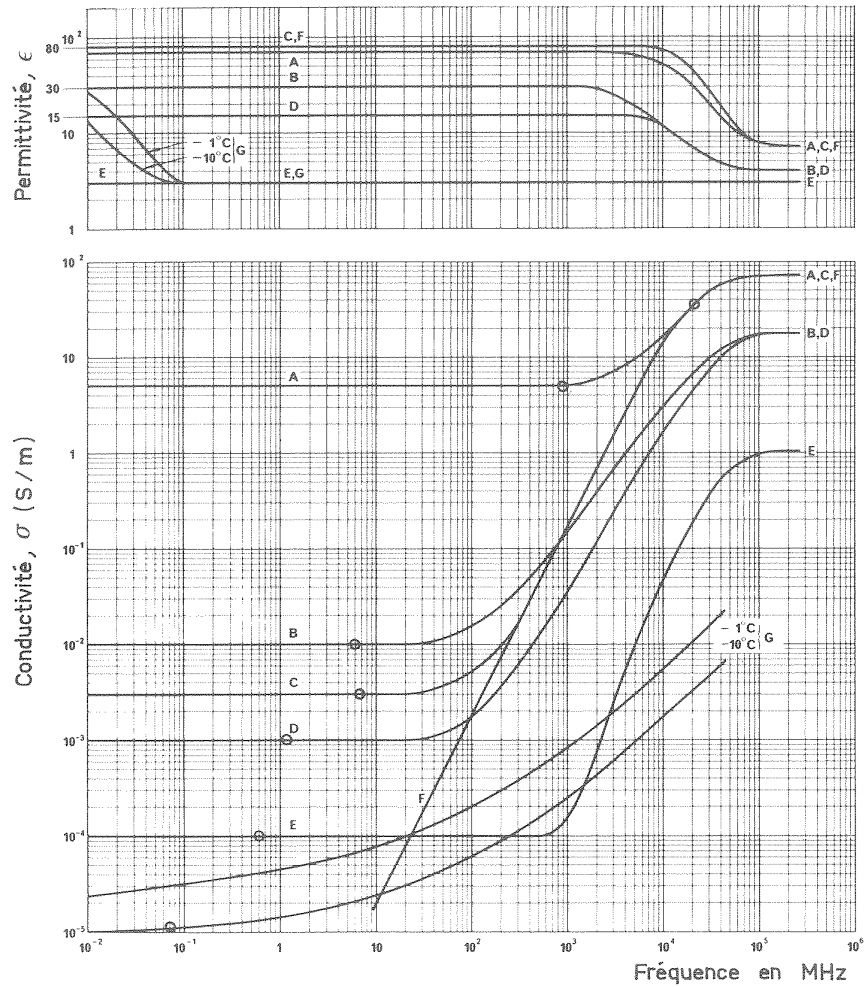


FIG. 1.6 – Permittivité ϵ et conductivité σ : A (eau de mer, salinité moyenne, à 20°C), B (sol humide), C (eau douce, à 20°C), D (sol moyennement sec), E (sol très sec), F (eau pure, à 20°C), G (glace d'eau douce), σ (fréquence de transition) [91].

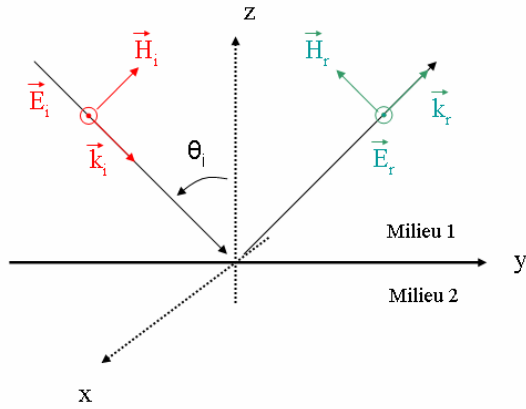


FIG. 1.7 – Orientation du champ EM en polarisation horizontale

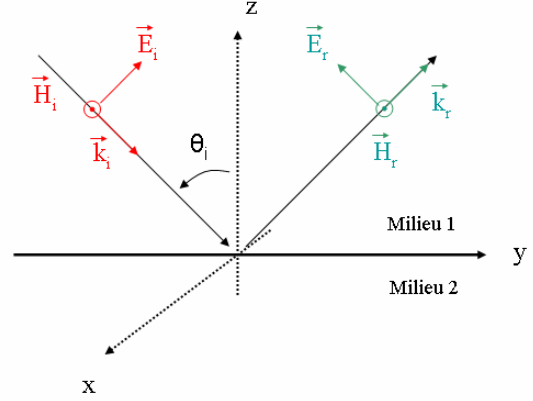


FIG. 1.8 – Orientation du champ EM en polarisation verticale

$$Rh = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (1.19)$$

$$Rv = \frac{n^2 \cos \theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (1.20)$$

avec : $n = n_2/n_1$ rapport des indices de réfraction des milieux 1 et 2.

Dans le cas où le milieu 1 est de l'air, $n_1 = 1$ et le milieu 2 de la mer, on obtient :

$$n = n_2 = \sqrt{\epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega\epsilon_0}}$$

ϵ_0 : permittivité du vide

ϵ_r : permittivité de la mer

σ : conductivité de la mer

ω : fréquence angulaire

La figure 1.9 représente l'évolution des modules de Rv et Rh dans le cas de la mer, en fonction de l'angle d'incidence θ_i . Nous pouvons voir que les coefficients de réflexion associés à la mer sont très élevés, puisqu'ils sont très proches de 1. En incidence voisine du rasant, Rv diminue très fortement mais vaut 1 à la limite. Ceci correspond bien au comportement d'un milieu fortement conducteur. Nous allons donc considérer dans la suite de cette étude que **la mer est une surface parfaitement conductrice (PC)**.

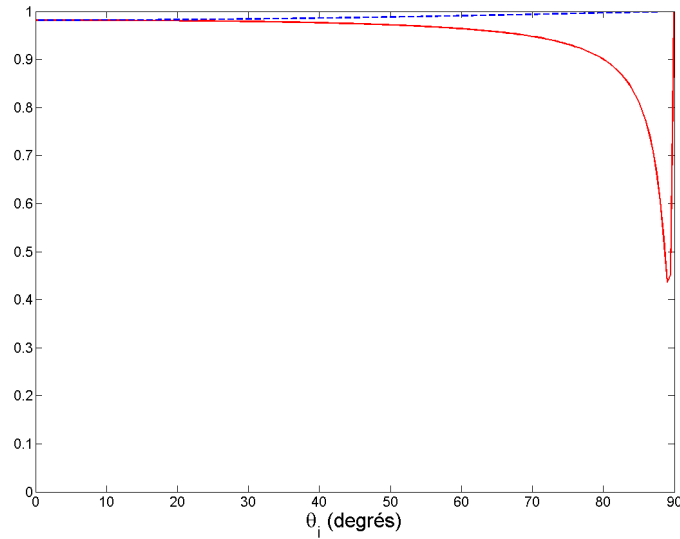


FIG. 1.9 – Modules des coefficients de Fresnel en polarisation verticale R_v (trait plein rouge), en polarisation horizontale R_h (tirets bleus), en fonction de l'angle d'incidence θ_i pris de 0° (incidence normale) à 90° (incidence rasante). La fréquence est de $f = 15$ MHz et pour la mer $\epsilon_r = 80$ et $\sigma = 5$.

1.5.2 Deuxième hypothèse : Utilisation de la théorie des images

L'hypothèse que nous venons de faire va nous permettre de grandement simplifier le problème EM. En effet, le maillage de la surface par la MoM va se traduire par la définition d'une interface PC sans épaisseur avec du vide. Dans le but d'optimiser les temps de calculs, nous allons faire le choix de la formulation CFIE des EI qui présente l'avantage de converger plus rapidement que la EFIE ou MFIE [92]. Ceci est dû au fait qu'elle permet d'éviter le problème de fréquences irrégulières vus précédemment : elle est mieux conditionnée. Cependant, pour utiliser cette formulation, il est nécessaire que la surface soit fermée car elle utilise la MFIE qui est mal conditionnée pour les surfaces « ouvertes » [80]. Par conséquent, nous allons transformer la surface de mer en une surface close. Pour cela, nous avons appliqué la théorie des images.

Le principe de cette théorie est le suivant : une source S de courants électrique \mathbf{J} et magnétique \mathbf{M} placée au dessus d'un plan (P) parfaitement conducteur infini est équivalent à cette même source et sa source image S' , de courants électrique \mathbf{J}' et magnétique \mathbf{M}' , par rapport au plan (plan retiré) comme l'indique la figure 1.10. Ainsi, si on veut étudier le rayonnement d'un dipôle vertical placé au dessus d'un plan PC infini (P), comme illustré dans la figure 1.11 on peut introduire une source image virtuelle qui va rayonner dans le demi-plan supérieur un champ EM identique à celui réfléchi par le plan PC. Le système composé de la source initiale S et son image S' est parfaitement équivalent au système source S - Plan (P). La démonstration du calcul des courants « images » peut être trouvée dans [93].

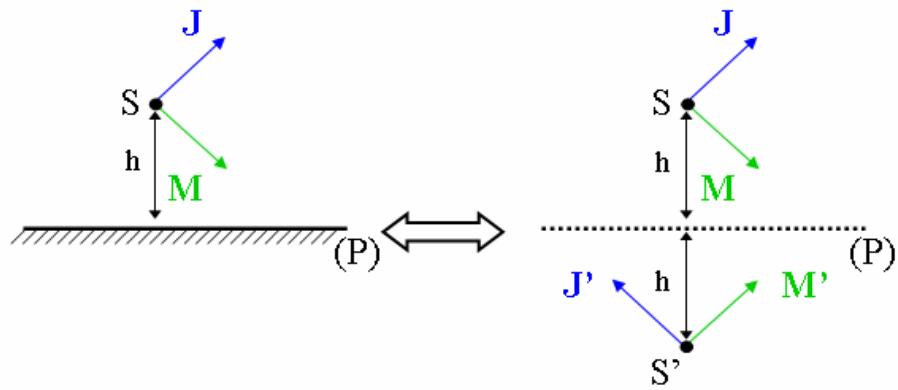


FIG. 1.10 – Illustration de la théorie des images pour une source placée au dessus d'un plan (P) infini PC

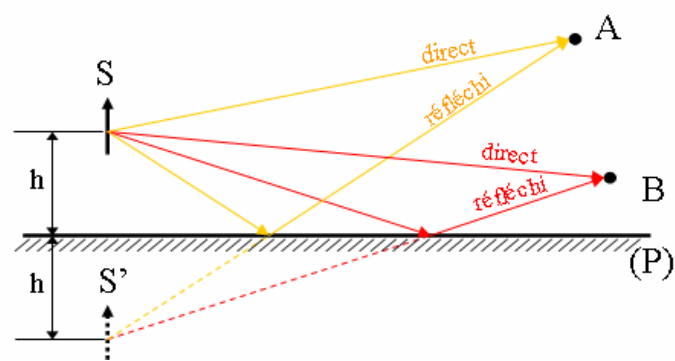


FIG. 1.11 – Illustration de la théorie des images pour un dipôle vertical placé au dessus d'un plan (P) infini PC

Si on note \mathbf{J}_\perp la composante normale à (P) et \mathbf{J}_\parallel la composante parallèle telles que :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_\perp + \mathbf{J}_\parallel \quad (1.21)$$

De même :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_\perp + \mathbf{M}_\parallel \quad (1.22)$$

La théorie des images permet de calculer les courants images \mathbf{J}' et \mathbf{M}' comme suit :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}'_\parallel &= -\mathbf{J}_\parallel \\ \mathbf{J}'_\perp &= \mathbf{J}_\perp \\ \mathbf{M}'_\parallel &= \mathbf{M}_\parallel \\ \mathbf{M}'_\perp &= -\mathbf{M}_\perp \end{aligned} \quad (1.23)$$

Dans notre cas, un émetteur vient éclairer la surface de mer. Chacun de ses points peut être considéré comme une source secondaire. La théorie des images est alors appliquée à l'ensemble des sources secondaires de la surface comme illustré par les dessins de la figure 1.12.

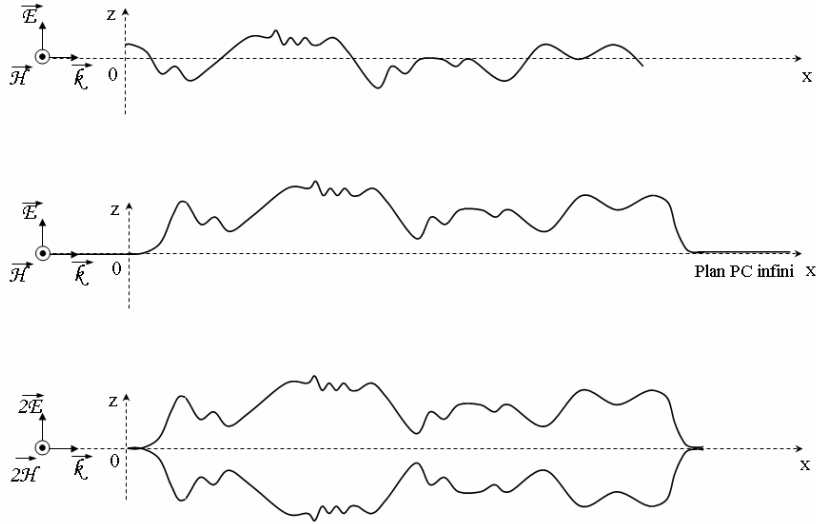


FIG. 1.12 – Application de la théorie des images à l'étude de la diffusion par une surface rugueuse : surface initiale générée et la source EM (haut), surface dont les bords ont été lissés et prolongée par un plan infini PC (milieu), cas réellement simulé avec une surface symétrisée et la superposition de la source EM et son image à 90° (bas).

Le schéma du haut représente le cas initial vu précédemment, qui soulève deux difficultés : l'onde peut se propager sous la surface et les bords introduisent des phénomènes de diffraction. Pour corriger ce dernier point, la surface est prolongée par un plan infini PC. La hauteur h des bords est fixée à 0 et une fonction de lissage est appliquée afin de ne pas créer de discontinuité. Le schéma du milieu est ainsi obtenu. Enfin, ce schéma est équivalent par la théorie des images au dessin du bas. Il est composé de la surface initiale et de sa surface symétrique par rapport au plan ainsi que de la source EM et son image. Dans le cas particulier de l'incidence à 90° , les sources originale et image sont superposées. Le

Points critiques	Solutions apportées
Temps de calcul et stockage importants	Formulation CFIE / FMM
Propagation dans le demi-plan inférieur	Hypothèse d'une surface PC
Diffraction par les bords de la surface tronquée	Théorie des images
Nouveau point critique	Solution apportée
Effets indésirables des bords lissés possible	A étudier

TAB. 1.3 – Solutions apportées aux points EM critiques

plan PC a été retiré conformément à la théorie. Nous obtenons ainsi une surface fermée qui présente le nouvel avantage de ne plus permettre la propagation de l'onde sous la surface.

La théorie de images appliquée aux surfaces rugueuses a également été utilisée par Zhao [89] qui a comparé cette approche avec une approche qui consiste à appliquer des charges résistives sur les bords de la surface pour éviter les phénomènes de diffraction et à lisser les bords pour que l'onde se propage dans le demi-plan supérieur. Dans ce cas, c'est la formulation EFIE qui est retenue. Dans les deux configurations (théorie des images/CFIE et charges résistives/EFIE), une méthode itérative de type FMM multiniveaux permet de résoudre le problème EM. La formulation CFIE car la combinaison CFIE/FMM a montré son efficacité en terme de rapidité de convergence [90, 94, 95]. Nous allons donc retenir cette configuration pour notre étude.

1.5.3 Bilan de l'optimisation

Nous avons proposé une méthode qui permet de réduire les points critiques soulevés par l'utilisation de la MoM. Le tableau 1.3 résume comment chacun de ces points a été traité.

Cependant, il faut noter qu'en apportant les solutions données dans le tableau 1.3 nous avons introduit une surface modifiée. Effectivement, les bords lissés changent localement la hauteur de la surface de la mer et n'ont aucun sens physique. Ainsi, on peut se poser la question de la conséquence de ce lissage sur le rayonnement global de la surface. Vont-ils perturber le rayonnement étudié ? Il faudra donc tenir compte de ce point dans la suite de notre étude et répondre à cette question.

Nous avons choisi au tout début de ce chapitre d'utiliser une méthode EM dite exacte pour cette étude. Nous avons sélectionné dans cette partie la représentation intégrale de surface car elle présente l'avantage de ne pas avoir à mailler un volume entier. Ce choix a conduit à un certain nombre de points critiques que nous avons réduits en faisant l'hypothèse d'une surface de mer parfaitement conductrice. Ceci a permis d'appliquer la théorie des images et d'obtenir ainsi une surface fermée. Cette dernière condition a offert la possibilité de choisir la formulation CFIE des EI dont la résolution converge plus rapidement que la MFIE et EFIE. Enfin, une méthode de résolution itérative de type FMM a été sélectionnée afin d'optimiser les temps de calcul.

1.6 Présentation du logiciel choisi

Après avoir décrit les caractéristiques du code EM que nous souhaitons utiliser (formulation CFIE, MoM, FMM et théorie des images) nous avons cherché un logiciel qui possède toutes ces spécifications. N'oublions pas les contraintes de départ données dans le tableau 1.1, le logiciel doit être modifiable si besoin. L'ONERA a mis à notre disposition un code qui remplit en partie nos contraintes : Elsem3D (Éléments finis pour la Simulation ElectroMagnétique 3D). Ce dernier a été adapté pour satisfaire à l'ensemble de nos spécifications. Ceci a nécessité un travail de collaboration avec les équipes de développement du logiciel et en particulier Jérôme Simon²³, Vincent Gobin et Thibault Volpert²⁴. Nous allons donner dans cette partie uniquement les fonctions qui sont exploitées dans cette étude mais le détail des fonctionnalités est donné dans [96]. Elsem3D est un logiciel basé sur les EI résolues par la MoM et est classiquement utilisé pour des calculs de surface équivalente radar (SER) d'objets tel que des avions, véhicules militaires, engins spatiaux, etc. Avant notre étude, il n'avait jamais été appliqué à des surfaces rugueuses. Cette application était donc au départ originale.

Il est à noter que dans cette étude et pour une première approche nous avons choisi de restreindre le problème à une seule onde plane incidente sur la surface de mer simulée. Nous devons également garder en mémoire le fait que nous allons avoir un très grand nombre de calculs EM à lancer pour tracer un seul spectre Doppler (SD) (typiquement 300 surfaces à simuler), ce nombre devant être multiplié par le nombre de SD nécessaires à une étude complète. Ainsi, deux possibilités de résolution du problème EM ont émergé pour accomplir cette étude :

- Formulation EFIE, résolue par décomposition LU
- Formulation CFIE, utilisation de la théorie des images pour obtenir une surface fermée, résolue par FMM

Comme nous l'avons explicité dans le paragraphe précédent, il est préférable d'utiliser la seconde approche. Elsem3D a été développé pour déterminer le rayonnement EM par des objets complexes en 3D comme par exemple des avions. Il ne permet pas de traiter des surfaces de mer en 2D comme envisagé au début de ce projet.

Les différentes caractéristiques entrées, calculs EM, sorties d'Elsem3D utilisées pour cette étude, sont représentées figure 1.13.

La méthode EM utilisée est une méthode fréquentielle ainsi elle se limite à une ou plusieurs fréquences discrètes contrairement à une méthode temporelle qui permettrait d'étudier toute une bande de fréquences de façon continue. L'étude en large bande a été envisagée au début de ce projet pour améliorer la résolution du radar HF. Ce point n'est pas une priorité dans une première approche. Cependant, il est possible avec Elsem3D de demander la résolution du problème à différentes fréquences en une seule simulation. Celle-ci sera bien sûr plus longue qu'une simulation monofréquence mais sera plus rapide que de réaliser une simulation par fréquence car le maillage de la surface restera

²³Unité Signatures, Furtivité et Modélisation EM, centre de Palaiseau

²⁴Unité Antennes, Matériaux et Modélisation EM, centre de Toulouse

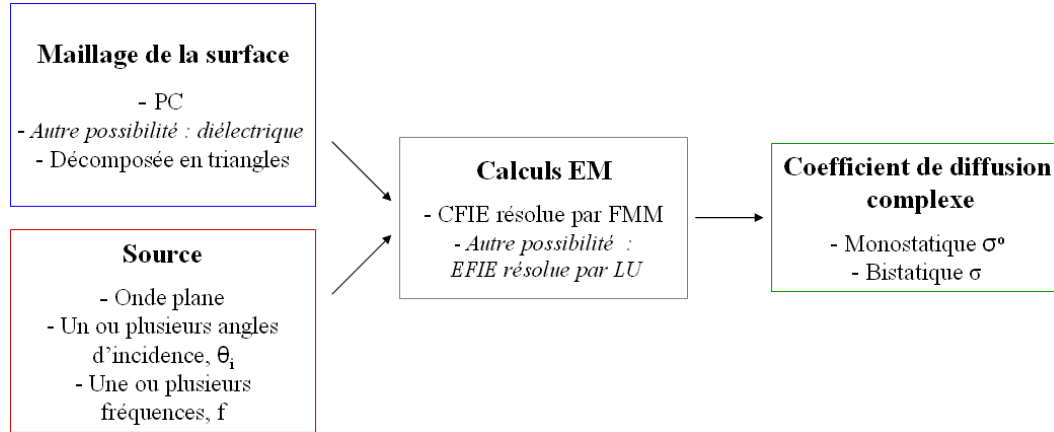


FIG. 1.13 – Description des caractéristiques d'Elsem3D.

commun à toutes les fréquences choisies. Il faudra dans ce cas mailler la surface aussi finement que l'exige la fréquence demandée la plus élevée. On aura alors un surmaillage pour les fréquences les plus basses. Ceci signifie que les fréquences à étudier doivent rester assez proches pour ne pas engendrer une augmentation du temps de calcul importante.

Le coefficient de diffusion dans le cas général est défini comme suit.

$$\begin{bmatrix} E_{sv} \\ E_{sh} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} \begin{bmatrix} \sigma_{vv} & \sigma_{vh} \\ \sigma_{hv} & \sigma_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{iv} \\ E_{ih} \end{bmatrix} \quad (1.24)$$

avec :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{4\pi r} \frac{E_{s\alpha}}{E_{i\beta}} \quad (1.25)$$

où E_{sv} et E_{sh} représentent les champs électriques diffusés en polarisation verticale et horizontale respectivement. E_{iv} et E_{ih} correspondent aux champs électriques incidents en polarisation verticale et horizontale respectivement. Pour tracer les spectres Doppler (SD) en rétrodiffusion, nous allons générer une onde plane en polarisation verticale et nous allons nous intéresser à la polarisation verticale en réception. Le paramètre que nous allons donc retenir pour les SD est le coefficient de rétrodiffusion en polarisation verticale qui a pour expression :

$$\sigma_{vv}^o = \lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{4\pi r} \frac{E_{sv}}{E_{iv}} \quad (1.26)$$

Il faut noter que les coefficients de diffusion - qu'ils soient monostatique ou bistatique - sont des nombres complexes. Ceci signifie que nous réalisons un modèle cohérent la diffusion EM par la surface de mer. De plus, il faut aussi retenir que ces coefficients ne sont pas normalisés par l'aire de la surface. Une étude préliminaire sur la convergence du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la finesse du maillage a révélé qu'un pas de $\lambda/10$ suffisait pour notre étude. Ce pas correspond à la longueur moyenne des arêtes des triangles composant la surface.

Nous avons décrit dans cette partie l'outil dont nous allons nous servir pour réaliser l'étude de la diffusion par les surfaces de mer. Il faut se souvenir que l'objectif initial est de simuler la propagation

d'une onde de surface sur l'océan aux fréquences HF or ce n'est pas exactement ce qui est simulé. En effet, nous utilisons un logiciel de diffusion et non de propagation et la surface océanique est modélisée par une interface PC. Nous pouvons nous poser la question de savoir si cette configuration permet d'observer une onde de surface.

1.7 Discussion sur la génération de l'onde de surface

Dans cette partie nous allons chercher à déterminer si une onde de surface peut exister sur une surface de mer PC éclairée par une onde plane en incidence rasante, telle que nous avons choisi de la simuler. Pour répondre à cette problématique, une recherche bibliographique a été tout d'abord réalisée et nous en proposerons une synthèse avec une approche qualitative. Celle-ci présentera les résultats importants présents dans la littérature et n'a pas pour but d'établir une liste exhaustive de toutes les études ayant été faites sur les ondes de surface. Ensuite, un calcul simple sera développé afin de mettre en évidence l'onde de surface sur une surface périodique PC. Celui-ci servira de support à une discussion plus large. Encore une fois, d'autres calculs auraient pu être présentés mais celui-ci permet de bien comprendre les différents phénomènes électromagnétiques mis en jeu.

1.7.1 Etat de l'art

Avant toute chose, il est nécessaire de définir ce qu'est une onde de surface, ce qui paraît évident mais qui n'est pas si simple. En effet, plusieurs définitions ont été proposées dans les différentes publications telles que celles de Barlow [97], Wait [98], Van De Hulst [99], etc. Celle qui paraît la plus appropriée et la moins réductrice est celle de Wait : « *une onde de surface est habituellement associée à une perturbation « rampant » le long d'une interface entre deux milieux différents* ». Il est possible d'interpréter cette définition de la façon suivante : l'onde de surface est une onde se propageant parallèlement et le long de l'interface, et qui est évanescence suivant la direction perpendiculaire à l'interface. Cette définition reste assez générale car elle ne fait aucune hypothèse sur la nature des milieux ou la géométrie de l'interface.

Historiquement les premières études ont consisté à étudier la propagation d'une onde à l'interface entre deux milieux de permittivités différentes et finies. Ces travaux se sont focalisés sur un contraste diélectrique sur une surface plane puis courbée. Ces configurations correspondent à des domaines d'application bien précis : celui des lignes de transmission et la propagation des ondes radio sur le terre ou sur la mer. Une partie de ces études a été détaillée dans le thèse de Renoux [100] et est reprise dans le tableau 1.4. Les milieux sont définis tels que sur le schéma de la figure 1.14. Le milieu 3 dans le cas d'une surface stratifiée est situé au dessous du milieu 2.

Etudes	Géométrie de l'interface	Nature des milieux	Conclusions, domaine de validité, limites
Fano [100]	Plane	1, 2 : sans pertes	Validité : permittivités finies, parties réelles de permittivités des milieux de signe opposé. Hypothèse de deux milieux sans pertes peu réaliste.
Zenneck [100]	Plane	1 : sans pertes, 2 : à pertes	Validité : permittivités finies. Le calcul des modes de surface fait intervenir l'impédance de surface. Si la conductivité du milieu 2 tend vers l'infini, l'OS est « dégénérée ». L'excitation de ces modes nécessite un dipôle vertical de hauteur infinie [101].
Norton [19, 20]	Plane	1 : sans pertes, 2 : conducteur	Validité [100] : hauteurs des antennes d'émission h_e et réception h_r très petites devant la distance entre les deux ρ soit $\rho > 3(h_e + h_r)$ et $\rho > 3\lambda_r$ avec λ_r longueur d'onde du radar, permittivités finies. L'expression de l'onde diffusée fait apparaître trois composantes : directe, réfléchie et de surface. L'OS est la composante principale à basse fréquence, elle devient négligeable au delà de 300 MHz [102].
King [103]	Plane	1 : sans pertes, 2 : conducteur	Validité : $k_2^2 r_o^2 \gg 1$ avec r_o distance entre l'antenne et le point d'observation, permittivités finies. Si k_1/k_2 petit alors l'OS disparaît. k_1 et k_2 sont les nombres d'onde dans les milieux 1 et 2 respectivement. Dipôle électrique vertical dans le milieu 2. Application des calculs au sol et à la mer (milieu 2).
Van Der Pol, Bremner, Hill et Wait [98, 104]	Sphérique	1 : sans pertes, 2 : conducteur	Validité : permittivités finies. Le calcul de l'onde de surface dépend de l'impédance de surface.
Goubau [105], Barlow [106]	Cylindrique	1 : sans pertes, 2 : conducteur	Validité : permittivités finies. Calcul de l'onde de surface dépend de l'impédance de surface.
Fock [107], Wait [108]	Courbée ou sphérique, stratifiée	1 : sans pertes, 2 : diélectrique, 3 : conducteur	Validité : permittivités finies.
Fei [109]	Plane ou sphérique, stratifiée	1 : sans pertes, 2 : diélectrique, 3 : PC	L'épaisseur du milieu 2 stratifié tend vers 0. Comparaison des modèles de King, Zhang, Fock et Wait dans le cas PC. L'OS n'est pas réellement mise en évidence.
Franz et Deppermann, Fock [99]	Sphérique ou cylindrique	1 : sans pertes, 2 : PC	L'OS est mise en évidence et est plus importante en mode TM. Si le rayon de courbure tend vers l'infini, l'OS devient une onde plane non-atténuée d'étendue infinie dans la direction radiale.
Biot [110, 111], Wait [112]	Recouverte d'hémisphères	1 : sans pertes, 2 : PC	Calcul de l'onde réfléchie mais ne met pas en évidence l'OS.

Tab. 1.4 – Résumé de quelques études sur les ondes de surface (OS).

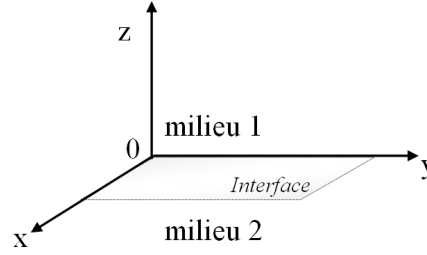


FIG. 1.14 – Positions des milieux par rapport à l'interface située dans le plan x0y.

Il est important de noter que dans tous les cas présentés (Tab. 1.4), les modes de surfaces sont des modes transverses magnétiques (dits TM, le champ E est perpendiculaire à la surface et H tangentiel, voir schéma Fig. 1.15).

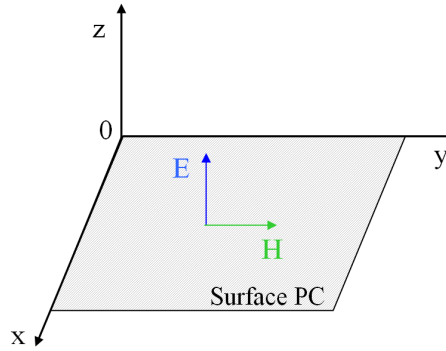


FIG. 1.15 – Représentation du mode transverse magnétique (TM).

La notion d'impédance de surface dans les études portant sur des surfaces à permittivités finies, a été introduite car elle présente l'avantage de simplifier grandement les calculs. Elle relie les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique. A l'interface, en $z = 0$, elle est définie par :

$$Z_s = \frac{E_x}{H_y} \Big|_{z=0} \quad (1.27)$$

Il existe aussi une autre définition, celle correspondant à l'impédance de surface normalisée :

$$\Delta = \frac{Z_s}{\sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}}} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\epsilon_g - i\sigma_g/\omega}} \quad (1.28)$$

ϵ_g et σ_g sont la permittivité et la conductivité du milieu 2, μ_o et ϵ_o à la perméabilité et la permittivité du vide. ω est la fréquence angulaire. Dans le cas d'une interface PC ($\sigma_g \rightarrow \infty$), l'impédance de surface normalisée tend vers zéro et dans les cas cités dans le tableau 1.4, l'onde de surface disparaît. Ainsi les études portant sur des interfaces entre milieux à permittivités finies ne peuvent être étendues à la configuration PC.

Van De Hulst dans les années 1980 [99] met en avant le fait qu'il n'existe que peu de travaux sur les OS se propageant sur une interface PC (Franz et Deppermann en 1952 puis 1954 et Fock en 1946). Van De Hulst explique ce manque d'intérêt par le fait que l'OS ne peut exister, dans le cas PC, qu'en présence d'une courbure or à cette époque là les travaux se concentrent plutôt sur l'approximation terre plate.

Nous pouvons constater d'après Tab. 1.4 que lorsque Franz et Deppermann font tendre le rayon de courbure vers l'infini, l'OS devient alors une onde plane non-atténuée d'étendue infinie dans la direction radiale. De même, dans le cas où l'on fait tendre la conductivité vers l'infini dans l'onde de Zenneck : l'onde dégénère. La configuration « PC avec un rayon de courbure infini » est équivalente à la configuration « milieux à permittivités finies » lorsque la conductivité du milieu inférieur tend vers l'infini en approximation terre plate. Dans les deux cas, c'est une discontinuité qui permet l'existence de l'onde de surface : de nature géométrique (courbures) dans le cas PC et de nature diélectrique dans le cas terre plate.

Il faut également ajouter un commentaire sur l'atténuation de l'onde de surface. Dans le cas du conducteur imparfait, les pertes par effet Joule sont à l'origine de l'atténuation l'OS. Dans le cas PC, l'atténuation est d'une autre nature. C'est la courbure de l'interface qui engendre des pertes par diffusion.

Nous venons de voir des études sur des géométries simples comme les sphères ou les cylindres mais cela ne correspond pas à une surface rugueuse à laquelle nous nous intéressons. Biot et Wait considèrent une surface plane parfaitement conductrice recouverte de « bosses » hémisphériques. Cependant, ces études détaillent le calcul de l'onde réfléchie mais l'OS n'est pas vraiment mise en évidence.

Depuis quelques années, des recherches ont lieu dans le domaine des surfaces rugueuses éclairées à incidence rasante notamment effectuées par Barrick [48]. Cette étude lève le problème du traitement d'une surface PC et de l'incidence rasante simultanément. En effet, il existe une ambiguïté : le coefficient de réflexion R_v (défini plus tôt dans ce chapitre) tend vers -1 lorsque l'angle d'incidence tend vers $\theta_i = 90^\circ$ alors qu'il vaut $+1$ dans le cas PC quelque soit θ_i . Le cas de l'onde de surface n'est pas clairement traité.

1.7.2 Calcul du champ électromagnétique rayonné par une surface périodique PC

Ainsi, l'existence de l'onde de surface a été prouvée dans la littérature pour des interfaces planes, courbées, stratifiées ou non, en présence d'un contraste diélectrique entre les milieux. La présence de cette onde a aussi été démontrée pour des surfaces PC corruguées. D'autres études ont été réalisées dans le domaine des réseaux, au sens optique du terme. Cette théorie est appliquée par exemple aux guides d'onde périodiques remplis de plasma [113]. Dans [114], le cas d'une onde incidente sur une surface périodique et PC est développé. Cette étude se base sur les travaux de Lord Rayleigh et détermine les champs diffusés. Thirion-Lefevre [115] a repris ces calculs et les a appliqué à des conditions proches de celles de notre étude. Nous allons redonner ici l'ensemble du calcul pour discuter de l'existence de l'onde de surface dans la configuration que nous avons déterminée dans les parties précédentes.

1.7.2.1 Expression des champs diffusés par une surface PC périodique

Pour simplifier les calculs, la surface est de la forme sinusoïdale.

Soit $\mathbf{E}_i(x, y) = \mathbf{E}^o \exp i(k_i \sin \theta x - k_i \cos \theta y)$ une onde plane incidente sur une surface PC sinusoïdale, définie par $g(x) = H \left(\sin \frac{2\pi x}{L} + 1 \right)$ et représentée Fig. 1.16. La surface est invariante suivant z .

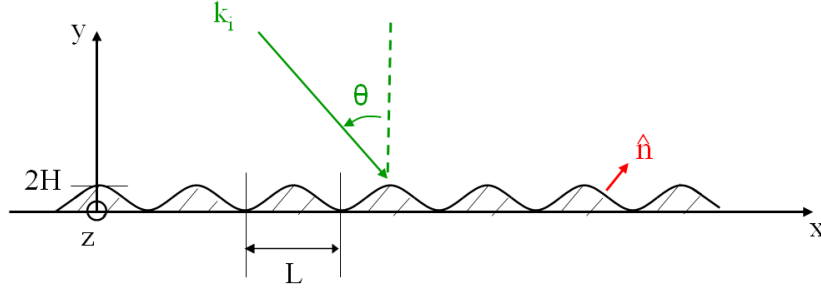


FIG. 1.16 – Surface sinusoïdale PC, de période L, éclairée par une onde plane $\mathbf{E}_i(x, y)$. \hat{n} est un vecteur unitaire orienté vers le milieu supérieur (air).

En raison de la symétrie de la scène, les champs ne dépendent pas de z . En polarisation TM (ou V), nous avons (**condition 1**) :

$$\mathbf{H}_i(x, y) = H_z(x, y) \hat{z} \quad (1.29)$$

et donc :

$$\mathbf{E}_i(x, y) = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} k_i H_z(x, y) (\cos \theta \hat{x} + \sin \theta \hat{y}) \quad (1.30)$$

avec μ_o perméabilité et ϵ_o permittivité du vide.

Les conditions aux limites du conducteur parfait sont les suivantes : les composantes tangentielles du champ électrique total sont nulles ; ce qui se traduit par :

$$\hat{n} \wedge \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (1.31)$$

Ainsi, les champs diffusés s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_s(x, y) &= \mathbf{H}(x, y) - \mathbf{H}_i(x, y) \\ \mathbf{E}_s(x, y) &= \mathbf{E}(x, y) - \mathbf{E}_i(x, y) \end{aligned} \quad (1.32)$$

et (**condition 2**) :

$$\hat{n} \wedge \mathbf{E}_s = -\hat{n} \wedge \mathbf{E}_i \quad (1.33)$$

De plus, comme $(\mathbf{E}_i(x, y), \mathbf{H}_i(x, y))$ se propagent, ils vérifient l'équation d'Helmholtz pour tout (x, y) au dessus de la surface, tout comme $(\mathbf{E}_s(x, y), \mathbf{H}_s(x, y))$ (**condition 3**). Enfin, les amplitudes des champs sont supposées bornées à l'infini (**condition 4**).

Il est possible de montrer que le problème possède une solution unique, qui est une fonction pseudo-périodique [114] :

$$H_{s_z}(x, y) = f(x, y) \exp(ik_i \sin \theta x) \quad (1.34)$$

avec f fonction périodique de période d , telle que $f(x, y) = f(x + d, y)$.

Par conséquent, $f(x, y)$ peut être décomposée en séries de Fourier :

$$H_{s_z}(x, y) = \exp(ik_i \sin \theta x) \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} f_n(y) \exp(inKx) \quad (1.35)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} f_n(y) \exp(i\alpha_n x) \quad (1.36)$$

$$(1.37)$$

avec $\alpha_n = k_i \sin \theta + nK$ et K est le nombre d'onde de la surface ($K = 2\pi/L$).

$H_z^s(x, y)$ vérifie la forme scalaire de l'équation d'Helmholtz pour tout (x, y) au dessus de la surface, ce qui permet d'écrire :

$$\Delta \left(\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} f_n(y) e^{i\alpha_n x} \right) + k_i^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} f_n(y) e^{i\alpha_n x} = 0 \quad (1.38)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \left(\frac{\partial^2 f_n(y)}{\partial y^2} e^{i\alpha_n x} - \alpha_n^2 f_n(y) e^{i\alpha_n x} \right) + k_i^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} f_n(y) e^{i\alpha_n x} = 0 \quad (1.39)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} e^{i\alpha_n x} \left(\frac{\partial^2 f_n(y)}{\partial y^2} + (k_i^2 - \alpha_n^2) f_n(y) \right) = 0 \quad (1.40)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} e^{inK} \left(\frac{\partial^2 f_n(y)}{\partial y^2} + (k_i^2 - \alpha_n^2) f_n(y) \right) = 0 \quad (1.41)$$

La somme étant nulle, chacun des termes est nul et ceci conduit à résoudre pour chaque n :

$$\frac{\partial^2 f_n(y)}{\partial y^2} + (k_i^2 - \alpha_n^2) f_n(y) = 0 \quad (1.42)$$

Cette équation a une solution de la forme générale :

$$f_n(y) = A_n e^{-i\beta_n y} + B_n e^{i\beta_n y} \quad (1.43)$$

avec

$$\beta_n = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \alpha_n^2} & \text{if } (k_i^2 - \alpha_n^2) > 0 \\ i\sqrt{\alpha_n^2 - k_i^2} & \text{if } (k_i^2 - \alpha_n^2) < 0 \end{cases} \quad (1.44)$$

Dans le cas où β_n est imaginaire pur, lorsque y tend vers $+\infty$, la première partie de la solution diverge et A_n doit être nul. Par conséquent :

$$\mathbf{H}_s(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x} \hat{z} \quad (1.45)$$

et

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_s(x, y) &= \frac{1}{i\omega\epsilon_r} \nabla \times \left(\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x} \hat{z} \right) \\ &= \frac{1}{\omega\epsilon_r} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} B_n e^{i(\beta_n y + \alpha_n x)} (\beta_n \hat{x} - \alpha_n \hat{y})\end{aligned}\quad (1.46)$$

avec $\epsilon_r = 1$, dans le cas où le milieu supérieur est de l'air.

1.7.2.2 Discussion

Nous venons de donner la forme des champs diffusés par une surface périodique PC éclairée par un champ incident en polarisation TM. Nous allons maintenant discuter du sens physique de la solution, en fonction des valeurs de β_n et lorsque $\theta \rightarrow \pi/2$. Nous fixons $\delta = \pi/2 - \theta$ alors $\delta \rightarrow 0$. Nous pouvons alors distinguer trois cas : $n = 0$, $n > 0$ et $n < 0$ pour lesquels nous allons chercher à déterminer s'il existe un mode propagatif.

– $n = 0$

Dans ce cas,

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= k_i \sin \theta \\ &\simeq k_i \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right) > 0\end{aligned}\quad (1.47)$$

$$\begin{aligned}\beta_0^2 &= k_i^2 \cos^2 \theta \\ &\simeq k_i^2 \delta^2 > 0\end{aligned}\quad (1.48)$$

d'où :

$$\mathbf{E}_s(x) = \frac{e^{ik_i \delta y} e^{ik_i(1 - \frac{\delta^2}{2})x}}{c} B_0 \left(\delta \hat{x} - \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right) \hat{y} \right) \quad (1.49)$$

avec $c = 3.10^8 m.s^{-1}$ célérité dans le vide.

Pour $n = 0$, le champ électrique est finalement diffusé suivant une direction définie par ses composantes $(\delta, -(1 - \frac{\delta^2}{2}))$.

– $n > 0$

Dans ce cas,

$$\alpha_n \simeq k_i \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right) + nK > 0 \quad (1.50)$$

et

$$\beta_n^2 \simeq k_i^2 - \left(k_i \left(1 - \frac{\delta^2}{2}\right) + nK\right)^2 \quad (1.51)$$

qui est toujours négatif. Ceci conduit à une onde diffusée suivant \hat{x} et atténuée exponentiellement suivant \hat{y} . L'intensité de l'onde est alors localisée juste au dessus de la surface.

– $n < 0$

Dans ce cas,

$$\alpha_n \simeq k_i(1 - \frac{\delta^2}{2}) - |n|K \quad (1.52)$$

$$\beta_n^2 \simeq k_i^2 - (k_i(1 - \frac{\delta^2}{2}) - |n|K)^2 \quad (1.53)$$

β_n^2 est négatif si

$$|k_i(1 - \frac{\delta^2}{2}) - |n|K| < k_i \quad (1.54)$$

Ce qui donne

$$k_i(2 - \frac{\delta^2}{2}) - |n|K > 0 \quad (1.55)$$

Cette onde se propage suivant $\pm \hat{x}$ selon la valeur de n . Si $\frac{k_i(1 - \frac{\delta^2}{2})}{K} > |n|$, l'onde se propage suivant \hat{x} . Il faut ensuite déterminer si le champ électrique est évanescent suivant l'axe \hat{y} et pour cela nous devons étudier le signe de β_n^2 .

La figure Fig. 1.17 représente les variations de β_n^2 en fonction de n , rappelons que nous sommes dans le cas $n < 0$. Cette figure a été tracée pour $L \leq L_{Bragg}$. L_{Bragg} est égale à la moitié de la longueur d'onde de l'onde incidente dans le cas où $\theta = \pi/2$ (ce point sera détaillé dans le chapitre 3). Tous les modes apparaissent évanescents.

Il existe donc un mode propagatif (non évanescent suivant y) uniquement pour $n = 0$ et pour $L \leq L_{Bragg}$. Dans ce cas, l'onde se propage suivant $x > 0$. Il est intéressant d'observer que si $L > L_{Bragg}$ c'est à dire L est grand alors la surface tend vers une surface plane. Nous avons vu avant de proposer ce calcul que, dans le cas particulier d'une surface plane PC, l'onde de surface ne peut pas exister. Il est en effet nécessaire que cette surface présente une courbure ou qu'elle soit définie comme une interface entre deux milieux de permittivités différentes et finies.

Maintenant que nous avons montré qu'une surface périodique, PC éclairée par une onde en polarisation TM peut générer des ondes de surface, l'amplitude de ces modes doit être estimée c'est à dire chacun des B_n . Pour cela, une résolution numérique doit être effectuée. Ainsi, la méthode de Point Matching a été choisie par Thirion-Lefevre [115] et à cet effet le critère de Rayleigh ($\frac{2\pi H}{L} < 0.48$) doit être respecté. L'application numérique est réalisée dans les conditions de l'étude que nous allons mener par la suite avec : $f = 15MHz$, $\delta = 2^\circ$, $H = 0.5m$, $L = L_{Bragg} = 10m$. La figure 1.18 représente les valeurs de chacun des B_n pour $n \in \llbracket -2, 2 \rrbracket$.

On observe que pour $n < 0$, les modes évanescents suivant \hat{y} ont une amplitude relative assez importante. Dans ce cas, les modes se propagent suivant $x < 0$. Pour $n = 0$, le mode propagatif suivant \hat{x} et \hat{y} est également assez élevé. Enfin, pour $n > 0$, les modes propagatifs suivant \hat{x} et atténués suivant \hat{y} sont de plus faibles amplitudes que les autres modes.

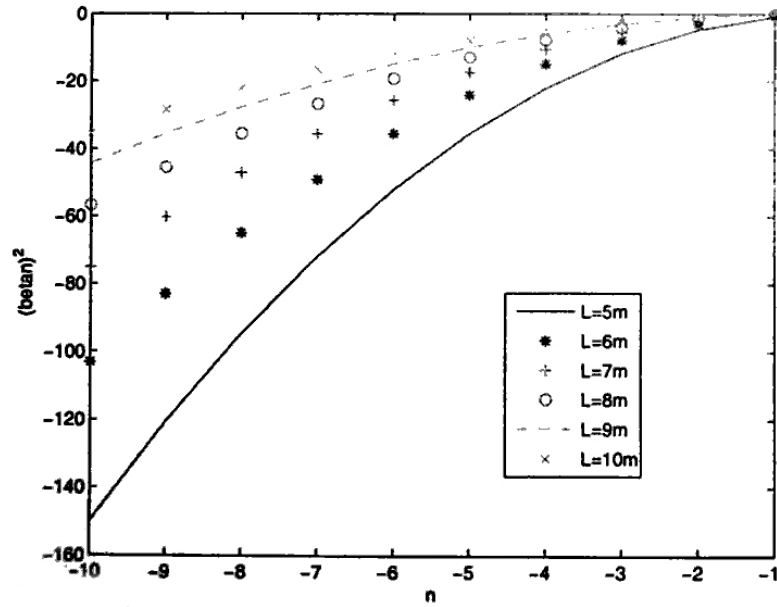


FIG. 1.17 – Variation de β_n^2 pour $n < 0$ et $L \leq L_{Bragg}$ à $f = 15 \text{ MHz}$ et $\delta = 2^\circ$.

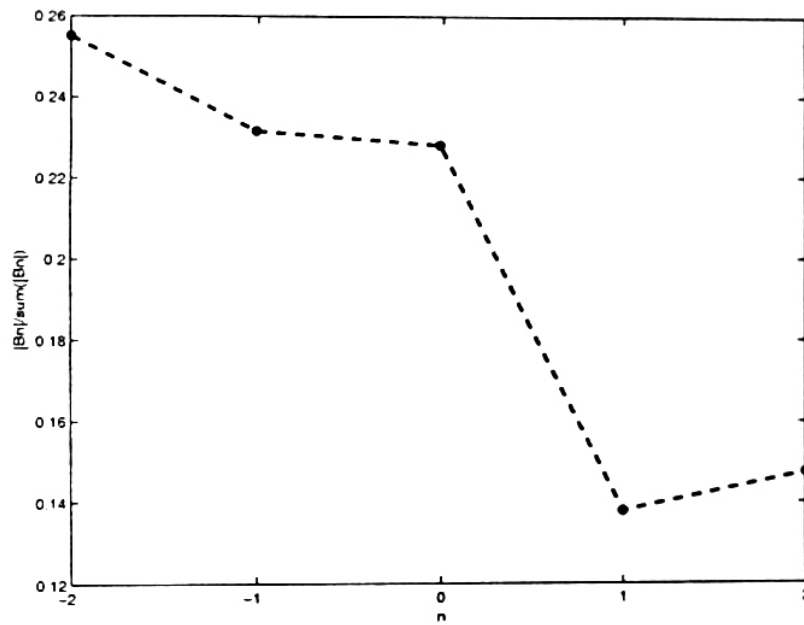


FIG. 1.18 – Variation de $\frac{|B_n|}{\sum_n |B_n|}$ pour $n \in [-2 : 2]$, $L = 10 \text{ m}$, $H = 0.5 \text{ m}$, $f = 15 \text{ MHz}$ and $\delta = 2^\circ$.

Le tableau 1.5 résume les types de modes générés en fonction des valeurs de $n \in [-2; 2]$.

Valeur de n	Type de mode	Sens de propagation
$n \in [-2; -1]$	mode de surface	$x < 0$
$n = 0$	propagatif	$x > 0$ et $y > 0$
$n \in [1; 2]$	mode de surface	$x > 0$

TAB. 1.5 – Types de modes existants au dessus de la surface périodique PC, en fonction des valeurs de $n \in [-2; 2]$

Ainsi cette analyse des différents modes existants montre bien l'existence de modes de surface lorsque la surface est périodique (ici sinusoïdale) et PC. Nous avons vu que lorsque l'on fait tendre L vers une grande valeur alors on retrouve le fait qu'il n'existe pas d'onde de surface puisque ce cas correspond à l'approximation terre plate PC. Il faut également garder à l'esprit que le calcul présenté a été mené avec le critère de Rayleigh qui limite l'étude à de faibles rugosités. Cependant, Watanabe et al. [113] ont montré qu'il est possible de lever cette hypothèse pour mener le calcul numérique.

Le calcul que nous venons de présenter a été réalisé pour une sinusoïde. Les modes de surfaces ont été mis en évidence pour des périodes de sinusoïdes inférieures à celle correspondant à la résonance de Bragg et en incidence rasante. Ceci se rapproche du cas que nous allons considérer. En effet, nous nous placerons en incidence rasante et la mer peut être vue comme une somme de sinusoïdes à un instant t . Nous sommes assurés que les vagues ayant une longueur d'onde inférieure à la longueur résonante de Bragg participeront à la propagation des modes de surface. Cependant, nous ne connaissons pas les effets des interactions électromagnétiques liées aux couplages entre les modes issus des différentes sinusoïdes constituant la mer.

1.8 Discussion sur la détection de polluants

Revenons ici sur la finalité de ce projet : étudier l'aptitude des radars HF à détecter les nappes de polluants (typiquement du pétrole) en mer. L'outil que nous avons choisi est-il compatible avec cet objectif ? Pour répondre à cette question il faut se pencher sur la manière dont le pétrole pourrait être introduit dans le modèle. On peut considérer deux aspects : électromagnétique et hydrodynamique.

Dans l'approche électromagnétique, le pétrole serait modélisé par une couche diélectrique au dessus de la surface de mer. Cependant, cette approche n'est pas pertinente dans notre cas. En effet, la couche répandue sur la mer est un mélange eau de mer / pétrole dont la permittivité est très proche de celle de l'eau de mer elle-même. Afin d'illustrer ceci, nous avons utilisé les permittivités complexes mesurées par Bondet de la Bernardie [18] dans le cas de mélanges d'eau douce et d'huile (gasoil) et tracer les coefficients de réflexion associés (voir Fig. 1.19). Il faut noter que ces mélanges ont été réalisés avec de l'eau douce et non salée. Avec de l'eau salée, la conductivité aurait été plus élevée et les courbes correspondant aux mélanges se rapprocheraient d'autant plus de celle de l'eau salée.

Le contraste de permittivité apparaît très faible, particulièrement à 90° . Nous n'envisageons donc pas pour cette étude une détection de la nappe de pétrole par modification des caractéristiques diélectriques du milieu.

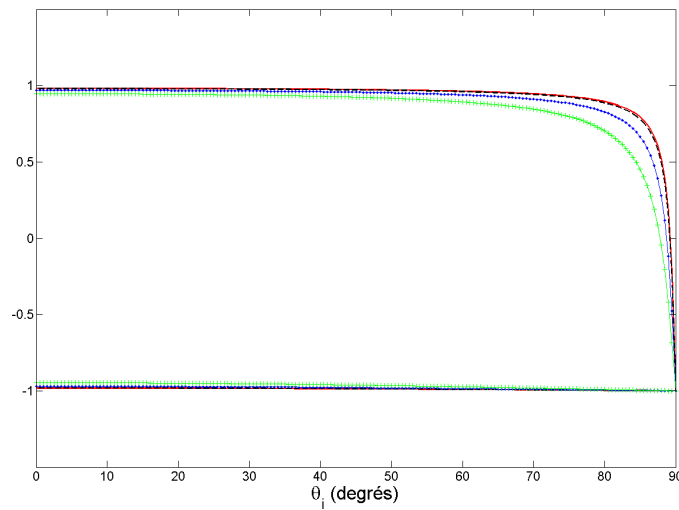


FIG. 1.19 – Coefficients de réflexion R_v (haut) et R_h (bas) pour différents mélanges : 100% eau salée (trait plein rouge), 80% eau + 20% huile (tirets noirs), 50% eau + 50% huile (trait plein et ronds bleus), 20% eau + 80% huile (trait plein et croix verts)

Si l'on veut quand même vérifier ce point avec Elsem3D, il est possible de modéliser une couche de diélectrique sur la surface de mer PC. Ceci est cependant assez compliqué puisqu'il faut dans ce cas mailler le volume de la couche supérieure ce qui aura pour effet d'augmenter considérablement les temps de calculs. Par l'approche hydrodynamique, le pétrole est introduit sous forme d'une pression surfacique exercée sur la surface de mer. Ceci va se traduire par une modification de l'état de surface passant par un changement des hauteurs des vagues et de leurs vitesses. Par conséquent, dans cette approche c'est la modélisation de la surface qui va être affectée (ce point sera détaillé dans le chapitre suivant) et non le modèle EM. Notre outil est donc parfaitement compatible avec l'objectif final du projet. Les champs EM diffusés calculés par Elsem3D vont permettre de tracer par la suite des spectres Doppler. Ces derniers sont particulièrement utilisés pour l'observation des océans (voir chapitre 4) car ils donnent des informations sur l'état de mer (hauteurs de vagues, vitesse et direction du vent). Dans la mesure où la nappe de pétrole va perturber localement ces dernières caractéristiques, la visualisation de la présence du polluant sur le spectre Doppler peut être envisagée. C'est pourquoi nous retenons l'approche hydrodynamique pour la détection de polluants.

1.9 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons sélectionné une méthode EM adaptée à notre étude. Il s'agit d'un modèle dit « exact » basé sur les équations intégrales résolues par la méthode des moments et accélérée par la FMM. Un logiciel de l'ONERA implémentant la MoM, Elsem3D, a été mis à notre disposition. Nous avons mis en place une stratégie qui permet de réduire le temps de calcul, les effets de bords et de traiter l'incidence 90° grâce à une approximation de mer parfaitement conductrice et à l'utilisation de

Logiciel	- Modifiable	✓
	- Non-commercial	✓
Modèle EM	- Basé sur une méthode exacte	✓
	- Le plus rapide possible	✓
	- Le moins gourmand possible en capacité mémoire	✓
Onde incidente	- Onde plane	✓
	- Incidence rasante 90°	✓
	- Fréquences HF	✓
	- Multi-fréquences	~
Scène	- Surfaces 2D	x
	- Surfaces 3D	✓
	- Surfaces évoluant dans le temps	✓

TAB. 1.6 – Bilan sur le cahier des charges : ✓ condition remplie, ~ condition partiellement remplie, x condition non remplie

la théorie des images. Le tableau 1.6 reprend le cahier des charges de notre projet et permet de voir si les choix que nous avons faits remplissent ou non les conditions données. L'ensemble des conditions importantes sont satisfaites. Cependant, l'aspect « multifréquences » n'est pas traité aussi bien par Elsem3D qu'il le serait par une méthode FDTD. Nous ne pourrions pas simuler des surfaces en 2D mais ce point n'est pas pénalisant pour notre étude.

Nous avons ensuite établi qu'il est possible de générer une onde de surface par cette approche. Nous sommes donc maintenant en mesure de simuler les interactions entre une onde EM de surface et la surface de la mer en 3D, aux fréquences HF. Nous allons dans le prochain chapitre nous intéresser à la surface de la mer et à la façon de la modéliser.

Chapitre 2

Modélisation de la mer

Résumé — Ce chapitre décrit l’outil de modélisation de la surface de mer variant dans le temps, développé pour notre projet. A partir de la littérature, différents modèles de mer appliqués dans l’étude de la diffusion EM par de telles surfaces sont présentés. L’ensemble des paramètres du modèle retenu sont ensuite détaillés tels que le spectre de mer ou la relation de dispersion. Les variables spatiales et temporelles de la surface de mer à générer sont par la suite déterminées notamment grâce à l’étude des caractéristiques statistiques de la scène. Enfin, une discussion sur la prise en compte de la nappe de pétrole est proposée.

2.1 Objectifs

Dans le chapitre précédent, le modèle électromagnétique a été sélectionné. Il est basé sur une méthode dite exacte exigeant une modélisation descriptive de la scène. Ceci signifie que la géométrie doit être définie physiquement, en 3D dans le cas qui nous concerne. Les hauteurs de la surface de mer seront donc exprimées par : $h = f(x, y)$ avec f fonction à déterminer et (x, y, h) les coordonnées de n’importe quel point de la surface de mer. L’objectif de ce chapitre est de développer un outil de modélisation de la mer qui permet de générer une surface qui soit représentative d’une surface océanique. Ce modèle doit être suffisamment réaliste pour rendre compte d’un état de mer. Ce point est particulièrement important dans notre étude dans la mesure où, comme nous l’avons évoqué à la fin du chapitre précédent, nous souhaitons détecter la présence de la nappe de pétrole par modification de certains paramètres de la mer. Il est donc essentiel de pouvoir caractériser l’état de la surface de façon relativement fidèle. Plus précisément, nous voulons évaluer l’impact du polluant sur la dynamique de l’océan. Le modèle doit donc aussi offrir la possibilité de simuler des surfaces de mer variant dans le temps et dont les hauteurs sont alors données par $h = f(x, y, t)$. Étant donné que nous ne sommes pas spécialisés en hydrodynamique, le modèle de mer doit être dans une première approche relativement simple à implémenter et permettre une bonne compréhension des différents phénomènes physiques. De plus, il faut tenir compte dans le choix de l’outil, de la bande de fréquences HF (3-30 MHz) : ces

Modélisation de la mer	<ul style="list-style-type: none"> - Prise en compte de l'état de mer - Dynamique - Bande de fréquences HF - Simple - Compatible avec le modèle introduisant le polluant
Modélisation de la nappe de polluant	<ul style="list-style-type: none"> - Modification de l'aspect dynamique de la mer - Compatible avec le modèle de mer

TAB. 2.1 – Caractéristiques imposées à l'outil de modélisation de la mer et de la nappe de polluant.

fréquences correspondent à des longueurs d'ondes de l'ordre de la dizaine de mètres. Il n'est donc pas nécessaire de réaliser une modélisation trop fine des phénomènes. Nous écartons typiquement les éléments qui sont dans un ordre de grandeur centimétrique.

Ce chapitre a également pour but de déterminer un modèle qui permet d'introduire une nappe d'hydrocarbure sur la surface de mer en modifiant son état de surface et sa dynamique. Il faut se rappeler que l'aspect diélectrique (modification de permittivité) a été écarté dans le chapitre précédent, nous restons donc sur une mer parfaitement conductrice. Il faut également que ce modèle soit suffisamment souple pour intégrer les modifications inhérentes à l'ajout de la nappe de pétrole. A noter que dans cette étude, le terme « polluant » sera utilisé pour parler de pétrole ou d'hydrocarbure. Les différentes contraintes imposées à l'outil que nous souhaitons développer sont résumées dans le tableau 2.1.

2.2 État de l'art

Une étude des modèles de mer existants a été réalisée afin de sélectionner celui qui remplit les spécifications données précédemment. Nous nous sommes concentrés sur les travaux qui se rapprochent le plus des conditions d'application de notre projet c'est à dire dans le domaine de l'électromagnétisme et plus précisément de la diffusion ou de la propagation par des surfaces océaniques. Le descriptif que nous allons présenter ici n'a pas pour objectif d'être exhaustif mais d'être représentatif des études passées ou en cours qui répondent à notre problématique. Nous avons écarté les modèles analytiques qui ne passent pas par une réalisation physique de la surface de mer. Parmi ceux-ci nous pouvons citer les modèles de Barrick (détaillés dans le chapitre 4) qui décrivent la mer par son spectre, c'est à dire par la répartition de son énergie suivant les différentes fréquences qui la composent. D'autres auteurs utilisent une définition électromagnétique fondée sur la permittivité et la conductivité pour caractériser la surface (Norton et King, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre).

Finalement, nous avons focalisé nos recherches sur les modèles descriptifs et deux catégories ont pu être identifiées : les **modèles « linéaires »** et **« non-linéaires »**.

2.2.1 Les modèles de mer linéaires

L'approche dite « linéaire » consiste à définir la surface de mer comme une somme d'harmoniques ayant chacune leur propre longueur d'onde. La mer est composée d'une superposition de sinusoïdes dont les hauteurs suivent une répartition précise en fonction des longueurs d'ondes et ont une vitesse de propagation, spécifiques à l'océan. Les éléments qui diffèrent d'un modèle linéaire à l'autre sont la répartition des hauteurs suivant la longueur d'onde ainsi que la vitesse affectée à chacune des sinusoïdes. Le terme « linéaire » signifie qu'il n'y a pas d'interactions entre les différentes composantes ce qui revient à dire qu'il s'agit d'une superposition d'harmoniques sans aucun produit d'intermodulation¹. La répartition des hauteurs est en fait définie par une densité spectrale de puissance (DSP) appelée aussi spectre de mer. Elle associe une DSP à une fréquence angulaire ω_v ou à un nombre d'onde² k_v . Les hauteurs de la surface peuvent alors s'exprimer sous la forme :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \sum_{n=1}^N A_n(\mathbf{k}_{vn}) \cos(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n) \quad (2.1)$$

où t_e représente l'instant d'échantillonnage, $\mathbf{k}_{vn} = \|\mathbf{k}_{vn}\|$ $\hat{k}_{vn} = k_{vn}$ le vecteur d'onde (de norme k_{vn}) de la $n^{\text{ième}}$ vague ayant une fréquence angulaire ω_{vn} . \mathbf{r} est le vecteur de coordonnées spatiales (x, y) et φ_n est une variable aléatoire uniformément distribuée entre $[0, 2\pi]$. $A_n(\mathbf{k}_{vn})$ correspond à l'amplitude affectée à chacune des vagues ou sinusoïdes et est proportionnelle à la racine carrée de l'amplitude du spectre de mer comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre.

Parmi les études utilisant un modèle de mer linéaire, nous pouvons citer les travaux de Urgan et Johnson [87]. Leur étude se situe à 1 GHz et a pour objectif de déterminer l'impact de la variation temporelle de la mer sur la propagation des signaux de communication entre bateaux. Ils caractérisent la mer par un processus gaussien dont le spectre de mer est défini par le modèle de Pierson-Moskowitz [116]. A deux types de vagues, vagues de gravité et de capillarité, ils associent deux formulations des vitesses de propagation. Les vagues de gravité correspondent à de longues vagues ayant une longueur d'onde de l'ordre de 10 m et les vagues de capillarité à des vaguelettes de quelques centimètres de longueur d'onde. Les auteurs simulent également la variation des hauteurs en fonction du temps. Le spectre de Pierson-Moskowitz a pour paramètre la vitesse du vent. Celle-ci permet de définir l'état de mer ; elle est notamment utilisée dans la définition de l'échelle Beaufort³. Cette dernière associe un nombre sur une échelle de 0 à 12 à une vitesse du vent et à des phénomènes observés (vaguelettes, lames, embruns, déferlement, etc.).

¹En électronique analogique, l'intermodulation est la production dans un composant non-linéaire d'un dispositif électronique, de fréquences correspondant à la somme ou la différence des fréquences (ou harmoniques) du signal d'entrée.

²Afin de ne pas confondre avec la fréquence angulaire ω et le nombre d'onde k de l'onde électromagnétique émise par le radar, les caractéristiques de la mer ont un indice v pour « vagues ». Dans les cas où ces notions seront mélangées, nous expliciteront les paramètres du radar par l'indice r : ω_r et k_r .

³En 1805 Francis Beaufort conçoit une échelle de classification et de désignation de la force du vent par degrés successifs, numérotés de 0 à 12. Cette échelle (de) Beaufort, initialement destinée à améliorer la concision et la précision des journaux de bord, est aujourd'hui d'un usage universel en météorologie marine ; elle est également applicable sur la terre ferme à travers des descriptions de substitution concernant l'observateur et le milieu environnant.

Ainsi, le modèle appliqué par Urgan et Johnson est représentatif d'un état de mer et rend compte de l'aspect dynamique.

Zhao et al. dans [89] utilisent également un modèle linéaire faisant appel à un spectre de mer. Ce dernier est le spectre de Bretschneider dont les paramètres sont la hauteur significative des vagues et la fréquence angulaire centrale qui correspond à la fréquence angulaire pour laquelle le spectre atteint son maximum. Comme évoqué dans le premier chapitre, cette étude est assez proche de nos conditions car les surfaces de mer générées en 3D sont introduites dans un code EM exact pour observer les phénomènes de diffusion EM. Cependant la fréquence de travail est plus élevée que dans notre cas (300 MHz) et l'aspect temporel n'est pas considéré.

D'autres types de spectre sont utilisés dans d'autres études et nous les aborderons de façon plus détaillée plus loin dans ce chapitre.

2.2.2 Les modèles de mer non-linéaires

Le modèle linéaire peut être complexifié en introduisant des interactions entre les différentes composantes de la mer. Cette approche a été utilisée dans de nombreuses études EM basées pour la plupart sur le modèle de Creamer [117]. Ainsi, Rino est l'un des premiers à appliquer ce modèle pour des fréquences voisines de 40 MHz puis Johnson et al. [88] suivi de Soriano et al. [118] en bande L (1,2 à 1,3 GHz). Il consiste à générer une surface de mer linéaire et à appliquer une perturbation à ses hauteurs. Nous reprenons ici les formulations énoncées par Soriano et al. [118] mais nous en avons modifié les notations pour conserver les symboles de cette thèse. La formulation en cosinus de l'équation 2.1 est remplacée par la notation exponentielle (le détail de ce calcul sera vu dans la suite du chapitre). Le modèle de Creamer utilise une transformée de Hilbert appliquée aux hauteurs calculées avec le modèle linéaire, pour chaque instant t_e , dont l'expression est donnée par 2.2 :

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, t_e) = \Re \left[\sum_n A_n(\mathbf{k}_{v_n}) \left(-i \frac{\mathbf{k}_{v_n}}{k_{v_n}} \right) \exp(i(\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathbf{r} - \omega_{v_n} t_e + \varphi_n)) \right] \quad (2.2)$$

où \Re représente la partie réelle. $\mathcal{H}(\mathbf{r}, t_e)$ peut être déterminé par un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) et requiert $N \log N$ opérations avec N nombre de points de la surface. La perturbation à appliquer aux hauteurs est alors donnée par la transformée de Creamer non-linéaire qui s'écrit :

$$C(\mathbf{k}_{v_n}, t_e) = \frac{1}{N} \sum_n \frac{\exp(i\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathcal{H}(\mathbf{r}, t_e)) - 1}{k_{v_n}} \exp(-i(\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathbf{r})) \quad (2.3)$$

Cette transformée ne peut pas être calculée par FFT car elle dépend de deux variables \mathbf{k}_{v_n} et \mathbf{r} . De plus, la méthode de Creamer fait intervenir un nombre d'opérations N^2 . C'est pourquoi, pour résoudre l'équation 2.3, l'exponentielle est exprimée par son développement limité⁴.

⁴ $\exp(x) = \sum_{j=0}^{+\infty} \frac{x^j}{j!}$

L'équation 2.3 peut être exprimée sous la forme d'une somme de termes C^j correspondant aux différents ordres j du développement :

$$C(\mathbf{k}_{vn}, t_e) = \sum_{j \geq 1} C^j(\mathbf{k}_{vn}, t_e)$$

avec $C^1(\mathbf{k}_{vn}, t_e) = A_n(\mathbf{k}_{vn}) \exp(i(-\omega_{vn}t_e + \varphi_n))$. Si le développement est limité au second ordre alors les hauteurs de la surface deviennent :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \Re \left[\text{FFT}^{-1} \left[A_n(\mathbf{k}_{vn}) \exp(i(-\omega_{vn}t_e + \varphi_n)) + C^2(\mathbf{k}_{vn}, t_e) \right] \right] \quad (2.4)$$

avec FFT^{-1} transformée de Fourier rapide inverse.

Le modèle de Creamer permet d'appliquer des modifications au profil de mer verticalement mais pas horizontalement. La surface linéaire peut être générée avec n'importe quel spectre de mer mais dans les études que nous avons citées celui-ci est généralement celui de Pierson-Moskowitz. La simulation d'une surface incluant des termes non-linéaires de Creamer telle que définie par l'équation 2.4, apparaît bien plus complexe que dans le cas linéaire vu précédemment Eq.2.1. Un autre modèle non-linéaire a été comparé à celui de Creamer par Johnson et al dans [88]. Il s'agit du modèle de West et al. qui s'appuie également sur la génération d'une surface de mer linéaire. Nous n'en détaillerons pas ici la méthode qui est décrite dans [119]. L'algorithme de calcul est beaucoup plus délicat à implémenter et semble plus instable que celui de Creamer, d'après [88]. Il présente néanmoins l'avantage d'avoir un coût de calcul en $N \log N$ pour des termes non-linéaires calculés à l'ordre 4 et de pouvoir prendre en compte des phénomènes plus complexes tels que des effets de viscosité ou de tension de surface ainsi que de pouvoir simuler des effets de vagues se propageant à contresens. A titre d'exemple, nous redonnons la comparaison faite par Johnson et al. entre les modèles linéaire et non-linéaires de Creamer et al. et West et al. La figure 2.1 présente les tracés des profils de surfaces de mer et des spectres des amplitudes des vagues normalisés. La surface initiale linéaire a été réalisée à partir d'un spectre de Pierson-Moskowitz.

D'après la figure 2.1, les non-linéarités introduites par le modèle de Creamer semblent avoir moins d'impact sur le profil de la surface et sur le spectre des hauteurs que le modèle de West. Les termes non-linéaires pour les deux modèles, paraissent plus modifier le spectre que les profils des vagues. Par conséquent, les effets non-linéaires vont plus affecter les vitesses de propagation (c'est à dire la dynamique) que les profils « statiques » de la mer. Johnson et al. s'intéressent également à l'effet des non-linéarités sur les spectres Doppler tout comme Soriano et Saillard dans le cas des modèles linéaire et non-linéaire de Creamer dans [118]. Ces deux études mettent en évidence l'importance de tenir compte des termes non-linéaires. Le modèle de Creamer ne semble pas grandement perturber l'allure générale des SD mais en modifie les niveaux tandis que le modèle de West apporte des composantes supplémentaires au SD, notamment dues aux vagues se propageant à contresens (ceci sera plus détaillé dans le dernier chapitre).

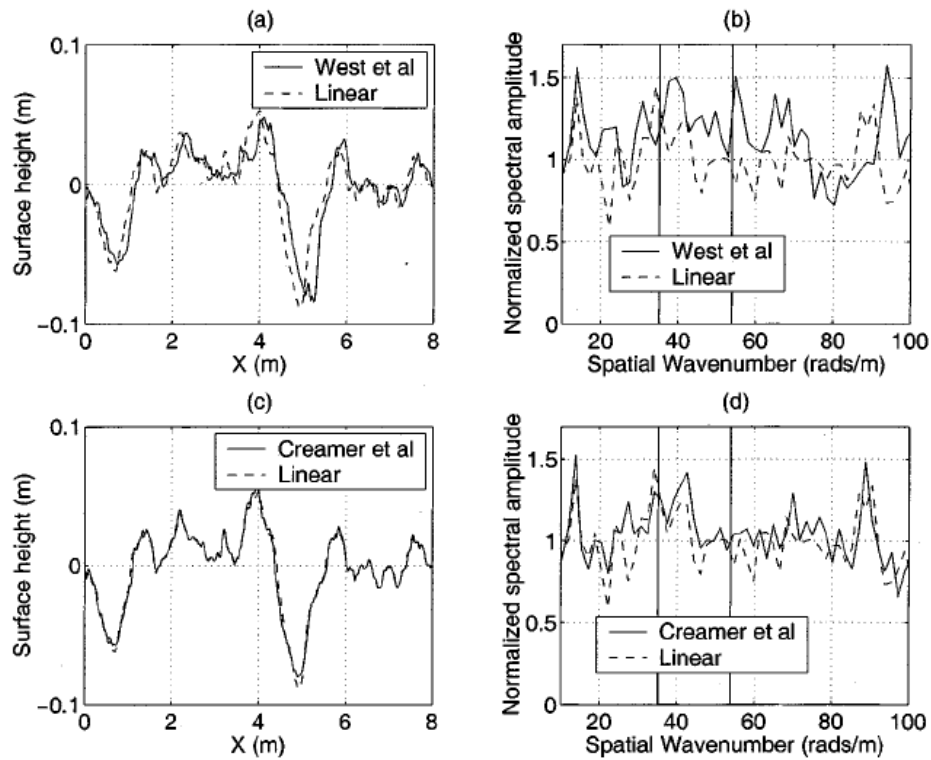


FIG. 2.1 – Comparaison des profils des surfaces de mer et des spectres des amplitudes des vagues normalisés pour une réalisation de surface calculée avec (a) les profils issus du modèle de West et al. et du modèle linéaire, (b) les spectres issus du modèle de West et al. et du modèle linéaire, (c) les profils issus du modèle de Creamer et du modèle linéaire, (d) les spectres issus du modèle de Creamer et du modèle linéaire [88].

D'autres travaux sur les modèles non-linéaires sont en cours. Par exemple, Frédéric Nouguier modélise dans sa thèse les aspects non-linéaires qui pourraient rendre compte d'une mer agitée présentant des tâches d'écumes et de moutonnements à la suite de déferlement ou bien d'un sillage de bateau, et à leur effet sur la diffusion électromagnétique [120]. De nombreux modèles non-linéaires ont également été développés pour des applications différentes notamment orientées vers l'océanographie ou l'hydrodynamique tels que le modèle de Boussinesq ou le modèle étudié par Elfouhaily et al. [121]. Nous reviendrons sur ce type de modèle dans une discussion sur les modèles de mer plus loin dans ce chapitre.

2.2.3 Choix du modèle

Quelques modèles linéaires et non-linéaires viennent d'être présentés. Que se soit dans le cas des premiers ou des modèles de Creamer ou West, il faut noter qu'ils ne prennent pas en compte des effets tels que le déferlement ou les phénomènes de réflexion sur les côtes. Ceci n'est pas un problème dans la mesure où nous souhaitons dans un premier temps modéliser les phénomènes élémentaires tel que la propagation des vagues dans le cas d'une mer assez stable. Nous négligerons donc dans cette étude les phénomènes complexes. D'après les paragraphes précédents, il apparaît que la génération d'une surface de mer non-linéaire est assez délicate à réaliser. Comme évoqué antérieurement, l'hydrodynamique n'est pas une de nos spécialités et nous cherchons à comprendre les différents phénomènes physiques en les abordant de façon simple pour commencer. Nous décidons donc de développer un outil de modélisation de la mer fondé sur une méthode linéaire. Le choix de ce type de modèle implique la sélection d'un spectre de mer. Ce point va être développé dans la suite de ce chapitre ainsi que le détail du modèle implémenté dans notre simulateur, des paramètres fixés, etc. Pour cela, nous allons nous appuyer sur les travaux de Bourlier dans [47] qui fournit une analyse approfondie sur la modélisation des surfaces rugueuses et notamment de la surface de mer. Seuls les éléments nécessaires à une bonne compréhension et qui seront utilisés dans les chapitres suivants, vont être présentés.

2.3 Modélisation d'une surface rugueuse évoluant dans le temps

La mer peut être considérée comme une surface rugueuse présentant certaines particularités. Dans un premier temps, cette surface rugueuse va être caractérisée puis les propriétés spécifiques de la mer seront appliquées dans la partie suivante.

2.3.1 Aspect statique

Comme exposé précédemment, la surface peut être décrite comme une somme de n harmoniques dont la hauteur h est exprimée comme suit :

$$h(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N A_n(\mathbf{k}_{v_n}) \cos(\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathbf{r} + \varphi_n) \quad (2.5)$$

\mathbf{r} représente le vecteur de coordonnées spatiales (x, y) . Le vecteur d'onde de la $n^{\text{ième}}$ sinusoïde est donné par \mathbf{k}_{vn} et sa norme est $\|\mathbf{k}_{vn}\| = k_{vn} = \frac{2\pi}{\lambda_{vn}}$ (rad/m) avec λ_{vn} longueur d'onde (en m) de l'harmonique n . Afin que les sinusoïdes ne s'additionnent pas en phase, il est nécessaire d'introduire un déphasage entre chacune d'elles. Ainsi, φ_n est une variable aléatoire uniformément distribuée entre $[0, 2\pi[$. $A_n(\mathbf{k}_{vn})$ est l'amplitude attribuée à chacune des ondes et sera caractérisée par la suite. Elle est homogène à des mètres.

2.3.2 Aspect dynamique

Cette surface est maintenant animée d'un mouvement. Un terme de propagation est introduit dans l'équation 2.5. L'expression de la hauteur à chaque instant t_e devient :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \sum_{n=1}^N A_n(\mathbf{k}_{vn}) \cos(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n) \quad (2.6)$$

ω_{vn} est la fréquence angulaire ou pulsation exprimée en rad/s et t_e correspond à un instant d'échantillonnage (en s). Dans l'Eq. 2.6, le signe devant le terme $\omega_{vn} t_e$ indique le sens de propagation de l'onde. Dans le cas présent, le signe négatif indique que les sinusoïdes se déplacent suivant les x et y décroissants. Si un observateur est positionné à l'origine du repère (O, x, y) , les ondes constituant la surface semblent se propager en se rapprochant de lui. Une surface qui s'en éloigne est obtenue en fixant le terme propagatif avec un signe positif soit $+\omega_{vn} t_e$. Chacune des sinusoïdes est caractérisée par une vitesse de phase (en m/s) qui s'écrit :

$$v_{pn} = \frac{\omega_{vn}}{k_{vn}} \quad (2.7)$$

Afin de simplifier la notation, nous posons $A_n(\mathbf{k}_{vn}) = A_n$. L'équation 2.6 peut être exprimée sous la forme exponentielle par :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \Re \left[\sum_{n=1}^N A_n e^{i(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n)} \right] \quad (2.8)$$

ce qui est équivalent à :

$$\begin{aligned} h(\mathbf{r}, t_e) &= \frac{1}{2} \sum_{n=-N}^N A_n e^{i(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n)} \\ &= \frac{1}{2} \left[a_0 + \sum_{n=-1}^{-N} A_n e^{i(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n)} + \sum_{n=1}^N A_n e^{i(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n)} \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

avec $a_0 = A_0 e^{i(\mathbf{k}_{v0} \cdot \mathbf{r} - \omega_{v0} t_e + \varphi_0)}$.

On pose $n = \pm p$, l'Eq. 2.9 peut être alors écrite sous la forme :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \frac{1}{2} \left[a_0 + \sum_{p=1}^N \left(A_{-p} e^{i(\mathbf{k}_{v-p} \cdot \mathbf{r} - \omega_{v-p} t_e + \varphi_{-p})} + A_p e^{i(\mathbf{k}_{vp} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vp} t_e + \varphi_p)} \right) \right] \quad (2.10)$$

Par définition, la hauteur $h(\mathbf{r}, t_e)$ doit être une quantité réelle. Ceci impose que les variables de l'Eq. 2.10 respectent les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} a_0 &= 0 \\ A_{-p} &= A_p \\ \mathbf{k}_{v-p} &= -\mathbf{k}_{vp} \\ \omega_{v-p} &= -\omega_{vp} \\ \varphi_{-p} &= -\varphi_p \end{aligned}$$

La fonction A définissant la hauteur des sinusoïdes doit donc être paire et les autres variables \mathbf{k}_v , ω_v et φ sont impaires.

L'expression de la surface linéaire rugueuse évoluant dans le temps a été donnée. Il reste maintenant à lui appliquer les caractéristiques de la mer. Ceci est l'objet de la partie suivante.

2.4 Application à la surface de mer

Les spécificités liées à la surface de mer vont être appliquées à la surface rugueuse précédemment exposée. Il s'agit ici de définir les hauteurs des vagues ainsi que leurs vitesses de propagation. Ceci va se faire grâce à l'introduction de certains paramètres statistiques pouvant caractériser une surface rugueuse. En effet, la hauteur $h(\mathbf{r}, t)$ peut être vue comme un processus aléatoire de composantes spatiales (x, y) et temporelle t , et supposé stationnaire⁵ et ergodique⁶. L'aspect statistique ne va pas être traité de manière exhaustive dans cette étude et pour cela, nous nous appuyons sur les travaux de Bourlier [47] et Déchamps [79].

Au début de ce chapitre, nous avons vu que les études publiées ont montré que les hauteurs de vagues peuvent être données en fonction du spectre de mer. Nous allons voir comment ce spectre permet de déterminer les hauteurs. Ensuite, quelques spectres de mer vont être présentés afin de faire le choix de celui qui est le plus adapté pour notre étude. Dans un deuxième temps, la vitesse de phase définissant la propagation des vagues de l'océan sera traitée. Mais avant d'aborder les caractéristiques des vagues, il est important d'en comprendre la formation et de donner quelques définitions.

2.4.1 Quelques définitions

2.4.1.1 Formation des vagues

Lorsqu'un vent souffle sur une mer calme, il se forme des petites vagues appelées vaguelettes ou **vagues de capillarité**. Elles sont de faibles longueurs d'ondes, typiquement quelques centimètres.

⁵On dit qu'un processus est stationnaire au sens strict si ses caractéristiques statistiques sont invariantes au cours du temps.

⁶Un processus est dit ergodique au sens strict lorsqu'il y a égalité des moments statistiques et temporels

Elles sont entretenues par les forces de tension superficielle exercées à la surface. Si le vent cesse de souffler, ces vagues disparaissent.

Dans le cas contraire, les vagues de capillarité vont par transfert d'énergie des unes aux autres, voir leur amplitude et leur longueur d'onde croître. Il s'agit d'un phénomène non-linéaire à l'origine des **vagues de gravité** nommées ainsi car c'est la force de gravité qui entretient leur mouvement. La création de ces vagues associées à une vitesse de vent donnée est un processus assez long. En effet, il faudra quelques heures pour que les vaguelettes transmettent leur énergie et donnent naissance aux vagues longues. Ces dernières ne sont donc pas atténuées aussi rapidement que les vagues de capillarité lorsque le vent diminue d'intensité. De plus, elles ont des longueurs d'onde de l'ordre de quelques mètres et se propagent sur de longues distances.

L'étendue de mer sur laquelle le vent souffle définit le **fetch** (en mètres). Les vagues engendrées dans cette zone constituent la **mer du vent**. En dehors de cette zone, les vagues continuent à se propager pour former la **houle**. La houle correspond à une ancienne mer du vent. En pleine mer, en un lieu donné, il y a souvent plusieurs houles qui se superposent. Inversement, la mer du vent peut-être vue comme une houle encore sous l'influence du vent. La mer du vent et la houle composent la mer dite « à deux échelles ». Lorsque la mer atteint un état stable, d'équilibre, elle est dite **parfaitement développée**.

2.4.1.2 Définition du vent et de la hauteur des vagues

Les vagues sont générées par le vent et sont entretenues par des forces telles que la gravité ou la tension superficielle, comme vu dans le paragraphe précédent. Il existe différentes façons de définir la vitesse du vent. En effet, suivant l'altitude à laquelle elle est mesurée, il est possible de donner différentes vitesses. Ainsi, la **vitesse de friction** u_f , aussi notée u^* dans la littérature, est définie comme la vitesse limite à la surface de la mer. A partir de la connaissance de u_f , l'équation 2.11 permet de calculer les vitesses u_z à une altitude z quelconque [47].

$$u_z = \frac{u_f}{0,4} \ln\left(\frac{z}{z_o}\right) \quad \text{avec} \quad z_o = \frac{0,684}{u_f} + 4,28 \times 10^{-5} u_f^2 - 4,43 \times 10^{-2} \quad (2.11)$$

Les vitesses u_f et u_z dans l'Eq. 2.11 sont en cm/s et les altitudes z et z_o en cm. Les plus couramment utilisées sont la vitesse u_{10} à 10 m et celle à 19,5 m d'altitude notée u_{19} . Ces hauteurs correspondent aux hauteurs des capteurs employés lors des mesures. En général, ces deux dernières vitesses sont données en mètres contrairement à u_f (en cm/s) car elles sont d'intensité beaucoup plus élevée.

Nous nous intéressons maintenant à la définition de la hauteur des vagues. Nous noterons h_{rms} (en m) la **hauteur quadratique moyenne** des vagues définie comme :

$$h_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^2} \quad (2.12)$$

où N représente le nombre de points de la surface. Une autre définition de la hauteur des vagues est la **hauteur significative** notée H_s ou $H_{1/3}$ (en m). Elle est utilisée par les océanographes et hydrodynamiciens. Il s'agit d'un paramètre mesuré correspondant à la hauteur moyenne du tiers supérieur

de l'ensemble des vagues. Une quantité voisine de H_s est H_{mo} également appelé hauteur significative mais qui représente un paramètre estimé par analyse spectrale et égale à quatre fois l'écart type de l'élévation de la surface. Plus précisément, $H_{mo} = 1,05 H_s$ d'après [122].

Il est possible de définir l'état de la mer grâce à l'échelle de Beaufort qui associe une vitesse de vent (en général u_{10}) à des phénomènes observés. Le tableau détaillant cette échelle ainsi que les hauteurs significatives de vagues correspondant à chacun des états est donné en Annexe A. Dans notre étude, étant donné que nous avons choisi un modèle de mer linéaire, nous nous limiterons à des états de mer dans la partie basse de l'échelle Beaufort c'est à dire inférieurs à 4 soit $u_f < 28$ cm/s. En effet, dans le cas d'états de mer plus forts, il apparaît des phénomènes tels que le déferlement ou l'écume qui sont issus d'interactions non-linéaires et donc non pris en compte par le modèle choisi. De plus, pour étudier l'impact d'une nappe de pétrole sur les SD, il faut que celle-ci soit concentrée sur une zone et ne se soit pas trop dispersée sous l'effet de vents forts.

Nous avons vu dans la partie précédente que la surface de mer est composée de différents types de vagues correspondant à différentes longueurs d'onde, amplitudes et vitesses de propagation. Ce sont ces caractéristiques que nous allons maintenant chercher à modéliser.

2.4.2 Aspect statique

2.4.2.1 Définition du spectre de mer

Le spectre de mer noté $S(f)$ correspond à une densité spectrale de puissance qui peut être exprimée grâce à la fonction d'autocorrélation des hauteurs de la surface $R(\tau)$ en appliquant le théorème de Wiener-Khinchine [123] :

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (2.13)$$

Le spectre est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation et inversement :

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) e^{i2\pi f\tau} df \quad (2.14)$$

avec

$$R(\tau) = E[h(t) h(t + \tau)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T h(t) h(t + \tau) dt \quad (2.15)$$

où $E[]$ représente l'espérance mathématique.

La hauteur des vagues peut être calculée à partir du spectre qui au lieu d'être exprimé en fonction de la fréquence f est donné en fonction du nombre d'onde k_v . Il est noté $S(k_v)$. Ici k_v représente la variable continue alors que k_{vn} est une variable discrète.

Le paramètre A_n de l'Eq. 2.6 et le spectre de mer sont liés par la relation [124] :

$$S(\mathbf{k}_v) = \sum_{n=1}^N \frac{A_n^2}{2} \delta(k_v - k_{vn}) \quad (2.16)$$

avec δ fonction de Dirac et nous rappelons que $A_n = A_n(\mathbf{k}_v)$.

La formulation discrète de la hauteur des vagues s'écrit [118, 125] alors :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \sqrt{2S(\mathbf{k}_v) \Delta k_x \Delta k_y} e^{i(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n)} \quad (2.17)$$

avec $\mathbf{k}_{vn} = k_{vnx} \hat{x} + k_{vny} \hat{y}$ et $\Delta k_x, \Delta k_y$ représentent les pas de discrétisation.

L'équation peut être facilement résolue grâce à un algorithme de FFT en posant $\Delta k_x = 2\pi/L_x$ et $\Delta k_y = 2\pi/L_y$ avec L_x, L_y dimensions en mètres de la scène étudiée suivant les directions \hat{x} et \hat{y} . Dans le cas d'une surface en 3D, une double FFT sera nécessaire pour résoudre l'équation suivant \mathbf{k}_v à chaque instant t_e . Ensuite, il suffit d'appliquer une boucle dans le temps pour obtenir les échantillons temporels de surfaces océaniques. Maintenant que la surface de mer a été caractérisée numériquement, il reste à déterminer les variables de l'équation 2.17 c'est à dire $S(\mathbf{k}_v)$ et la relation qui lie \mathbf{k}_v à ω_v ce qui revient à connaître la vitesse de phase.

2.4.2.2 Choix du spectre de mer

Comme développé au début de ce chapitre, les études publiées, que se soit dans le cas d'un modèle de mer linéaire ou non-linéaire, s'appuient sur un spectre de mer. Nous avons vu qu'il en existe plusieurs et nous allons ici en présenter quelques uns. Ceci a pour objectif de sélectionner celui qui répond le mieux aux besoins de notre étude. Ces spectres ont été établis de manière empirique. Ils peuvent s'écrire sous la forme d'un produit du spectre $M(k_v)$ définissant la répartition de la puissance suivant le nombre d'onde k_v par une fonction angulaire $D(\theta)$ donnant la direction principale de propagation. Cette dernière caractérise en particulier θ_o la direction dominante suivant laquelle le vent souffle (ceci point sera traité un peu plus loin dans ce chapitre). Ceci implique que l'on suppose que toutes les vagues sont générées par ce vent et se propagent dans cette direction. $M(k_v)$ représente la partie isotrope du spectre de mer, lui-même aussi nommé spectre directionnel des hauteurs et dont l'expression générale est :

$$S(\mathbf{k}_v) = S(k_v, \theta) = M(k_v) D(\theta) \quad (2.18)$$

avec

$$\begin{cases} k_{vx} = k_v \cos \theta \\ k_{vy} = k_v \sin \theta \end{cases} \quad (2.19)$$

Nous donnons maintenant certaines fonctions $M(k_v)$ rencontrées dans la littérature et adaptées à l'étude de la diffusion par des surfaces de mer. Dans ces travaux, $M(k_v)$ peut être utilisée pour générer des réalisations en 3D ou 2D de surfaces ou comme paramètre statistique pour décrire la mer. Ces deux cas correspondent aux approches électromagnétiques présentées dans le premier chapitre : descriptive ou non-descriptive (respectivement). Dans la dernière configuration, les codes EM appliqués

sont basés sur des méthodes asymptotiques.

Un des spectres classiquement cité dans les publications est le spectre de Pierson-Moskowitz [116]. Il est notamment utilisé par Saillard et al. [69] ou Urgan et Johnson [87] en bande L, et par exemple par Bronner [36] en bande HF. Il a été établi en 1964, en utilisant des données collectées dans l'Atlantique Nord. Il suppose que le vent a soufflé sur une grande étendue (typiquement 100 miles [126]), longtemps (durée d'acquisition des vent supérieure à 6h) et que la mer est parfaitement développée. Les mesures ont été réalisées grâce à des accéléromètres embarqués sur des navires. Son expression est la suivante :

$$M_{PM}(k_v) = \frac{4,05 \times 11^{-3}}{k_v^3} \exp\left(-\frac{0,74g^2}{k^2 u_{19}^4}\right) \quad (2.20)$$

où $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ représente l'accélération due à la pesanteur, u_{19} la vitesse du vent à une hauteur de 19,5 m au dessus de la mer et k_v le nombre d'onde en rad/m.

Hasselmann et al. [127] établissent en 1973 un nouveau spectre dérivé de celui de Pierson-Moskowitz, au cours d'une campagne de mesure en mer du Nord. Celui-ci prend en compte le fetch et ne fait plus l'hypothèse d'une mer parfaitement développée. Il s'agit du spectre de JONSWAP (Joint North Sea Wave Project) et il est donné par :

$$M_J(k_v) = \frac{\alpha}{2k_v^3} \exp\left(-\frac{5k_m^2}{4k_v^2}\right) \times 3.3 \exp\left[-\frac{\left(\sqrt{\frac{k_v}{k_m}} - 1\right)^2}{2\delta^2}\right] \quad (2.21)$$

avec

$$\delta = \begin{cases} 0.07 & \text{si } k_v \leq k_0 \\ 0.09 & \text{si } k_v > k_0 \end{cases}, \quad (2.22)$$

$$k_m = 483,6 \frac{g}{u_{10}^2} \bar{X}^{-0,66}, \quad (2.23)$$

$$\alpha = 0,076 \bar{X}^{-0,22} \quad \text{où } \bar{X} = \frac{gX}{u_{10}^2} \quad (2.24)$$

et X est le fetch (en m).

Si le fetch est infini ($X \rightarrow \infty$) (mer parfaitement développée), $M_J(k_v)$ devient :

$$M_{J\infty}(k_v) = M_{PM}(k_v) \times 3.3 \exp\left[-\frac{\left(\sqrt{\frac{k_v}{k_0}} - 1\right)^2}{2\delta^2}\right] \quad (2.25)$$

où

$$k_0 = \frac{0.769g}{u_{19}^2}. \quad (2.26)$$

Le spectre de JONSWAP pour un fetch infini $M_{J\infty}(k_v)$ est donc issu d'une modulation du spectre de Pierson-Moskowitz. Ces deux spectres modélisent uniquement les vagues de gravité. Pour prendre en compte les vagues de capillarité, il faut implémenter des spectres globaux qui font intervenir à la fois la gravité et la capillarité. Il en existe plusieurs et l'un des plus rencontrés est celui de Elfouhaily,

Chapron, Katsaros et Vandemark [128]. Il a notamment été choisi dans les études de Pinel et al. [129] qui étudient l'impact du pétrole sur la surface de mer aux fréquences microondes (typiquement 3 GHz), de Caillault et al. [130] qui se placent dans le domaine infrarouge (3 à 13 μm), etc. L'expression du spectre est la suivante [47] :

$$M_E(k_v) = \frac{k_v^{-3}}{2v_{ph}} (\alpha_g v_g F_g + \alpha_c v_{phm} F_c) \times \exp\left(-\frac{5k_p^2}{4k_v^2}\right) \kappa^{\exp\left[-\frac{\left(\sqrt{\frac{k_v}{k_p}} - 1\right)^2}{2\delta^2}\right]} \quad (2.27)$$

avec :

$$v_{ph} = \sqrt{\frac{g}{k_v} \left(\frac{k_v^2}{k_m^2} + 1\right)} \quad ; \quad \alpha_g = 6 \times 10^{-3} \sqrt{\Omega} \quad ; \quad v_g = \frac{u_{10}}{\Omega} \quad (2.28)$$

$$F_g = \exp\left[-\frac{\Omega}{\sqrt{10}} \left(\sqrt{\frac{k_v}{k_p}} - 1\right)\right] \quad ; \quad \alpha_c = 10^{-2} \begin{cases} 1 + \ln(u_f/v_{phm}) & \text{si } u_f \leq v_{phm} \\ 1 + 3 \ln(u_f/v_{phm}) & \text{si } u_f > v_{phm} \end{cases} \quad (2.29)$$

$$v_{phm} = 0,23\text{m/s} \quad ; \quad F_c = \exp\left[-\frac{1}{4} \left(\frac{k_v}{k_m} - 1\right)^2\right] \quad ; \quad k_p = \Omega^2 g / u_{10}^2 \quad (2.30)$$

$$\kappa = \begin{cases} 1,7 & \text{si } 0,84 < \Omega \leq 1 \\ 1,7 + 6 \log \Omega & \text{si } 1 < \Omega \leq 5 \end{cases} \quad ; \quad \delta = 0,08 (1 + 4/\Omega^3) \quad (2.31)$$

$$\Omega = 0,84 \tanh\left[\left(X/2, 2 \times 10^4\right)^{0,4}\right]^{-0,75} \quad ; \quad k_m = 363 \text{ rad/m} \quad (2.32)$$

Dans le cas d'une mer parfaitement développée ($X \rightarrow \infty$), les simplifications sont les suivantes :

$$\Omega = 0,84 \quad ; \quad \delta = 0,62 \quad ; \quad k_p \approx g/(u_{10}^2 \sqrt{2}) \quad ; \quad \kappa = 1,7 \quad (2.33)$$

Le spectre peut s'interpréter comme étant la somme des contributions des vagues de gravité et de capillarité, comme l'indique l'Eq. 2.34, se retrouvant dans l'équation générale 2.27 par les indices g et c (respectivement).

$$M_E(k_v) = \frac{M_g + M_c}{k_v^3} \quad (2.34)$$

Le spectre d'Elfouhaily et al. date de 1997 [128] et est le résultat d'une synthèse de différents travaux sur les spectres comme ceux d'Apel (1994), de Donelan et Pierson (1987), de Phillips (1985), de Cox et Munk (1954), etc.. Il tient compte du fetch et est plus précis que le modèle de JONSWAP car il intègre les vagues de capillarité.

Nous résumons dans le tableau 2.2 les caractéristiques des spectres présentés.

Dans la mesure où notre étude se situe dans la bande de fréquence HF, les longueurs d'onde de travail sont de l'ordre du mètres à la dizaine de mètres. Il n'est donc pas nécessaire de modéliser les vaguelettes ayant une périodicité de quelques centimètres. Nous choisissons donc le spectre prenant uniquement en compte les vagues de gravité et le plus précis, c'est à dire JONSWAP.

Spectres	Vagues de gravité	Vagues de capillarité	Fetch
Pierson-Moskowitz	✓	x	x
JONSWAP	✓	x	✓
Elfouhaily et al.	✓	✓	✓

TAB. 2.2 – Éléments modélisés par les spectres présentés (✓ élément pris en compte, x élément non modélisé).

Ce choix est d'ailleurs confirmé par Cochin dans [126]. Pour une première approche, afin de réduire le nombre de paramètres d'entrées, nous prendrons la formulation Eq. 2.25 établie pour un fetch infini. Notre simulateur sera donc basé sur l'hypothèse d'une mer parfaitement développée.

La figure 2.2 représente le spectre de JONSWAP pour différents états de mer avec l'hypothèse du fetch infini.

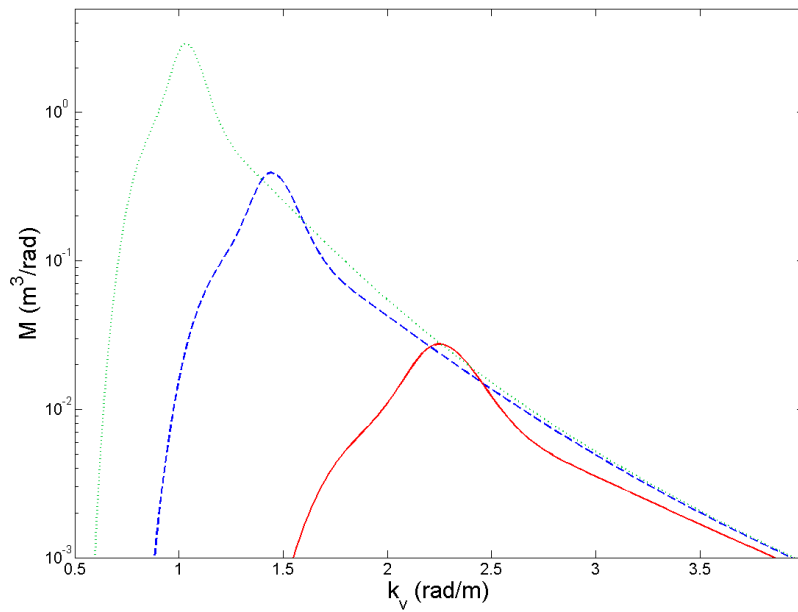


FIG. 2.2 – Comparaison de spectres de JONSWAP pour Beaufort 3 faible ($u_f = 13$ cm/s, $H_{mo} = 0,6$ m) (traits pleins rouges), Beaufort 3 fort ($u_f = 19$ cm/s, $H_{mo} = 1,6$ m) (tirets bleus) et Beaufort 4 ($u_f = 28$ cm/s, $H_{mo} = 2$ m) (pointillés verts), dans le cas d'un fetch infini.

D'après la figure 2.2, le nombre d'onde du maximum du spectre augmente lorsque l'état de mer (la vitesse du vent et la hauteur significative) diminue. L'effet des vagues de gravité devient prédominant. Le pic est d'amplitude plus élevée lorsque l'état de mer est plus important ce qui est tout à fait cohérent car la hauteur des vagues est proportionnelle à la racine carrée de l'amplitude du spectre de mer.

Le modèle de JONSWAP constitue la partie isotrope $M_J(k_v)$ du spectre $S(k_v, \theta)$ (voir Eq. 2.18), il reste maintenant à définir la fonction angulaire $D(\theta)$ qui va donner une direction principale de propagation aux vagues. Ceci passe par la définition de la direction suivant laquelle le vent souffle.

D'après Hasselmann dans [127], la fonction angulaire pour le spectre de JONSWAP a la forme suivante :

$$D(\theta) = N(\varsigma) \cos\left(\frac{\theta - \theta_o}{2}\right)^{2\varsigma} \quad (2.35)$$

ς est un facteur d'étalement qui est fonction de la vitesse du vent et de l'état de mer [127, 131]. θ est la direction des vagues et $\theta_o \in [-\pi; \pi]$ correspond à la direction du vent. Lorsque $\theta_o = 0$, le vent souffle dans la direction observée. N représente une fonction de normalisation dont l'équation est donnée par :

$$N(\varsigma) = \frac{\Gamma(\varsigma + 1)}{2\sqrt{\pi} \times \Gamma(\varsigma + 1/2)} \quad (2.36)$$

avec

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt \quad (2.37)$$

Le spectre directionnel $S(k_v, \theta)$ est obtenu par multiplication des fonctions $M_J(k_v)$ et $D(\theta)$. La figure 2.3 donne un exemple de $S(k_v, \theta)$ pour une direction de vent $\theta_o = \pi/3$, $u_f = 19$ cm/s et $Hmo = 1,6$ m.

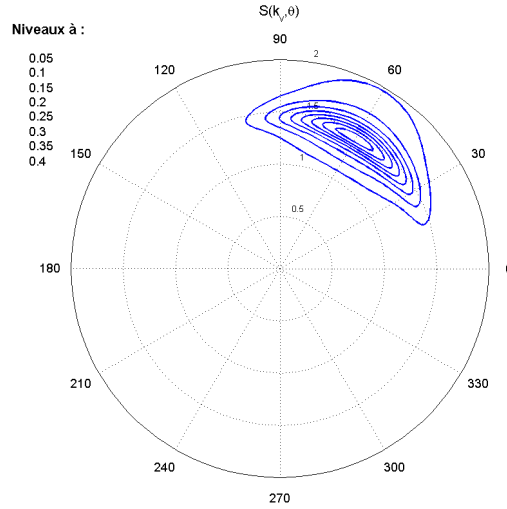


FIG. 2.3 – Spectre directionnel de JONSWAP tracé pour $u_f = 19$ cm/s, $Hmo = 1,6$ m et une direction du vent $\theta_o = \pi/3$.

Après avoir choisi le spectre de mer et donné une direction aux vagues, nous allons maintenant aborder l'aspect dynamique et affecter un mouvement et un sens de propagation aux différentes composantes harmoniques.

2.4.3 Aspect dynamique

Pour qu'il y ait propagation des composantes constituant la surface, nous avons vu qu'il est nécessaire d'introduire un terme en $e^{i\omega_v t}$ (voir Eq. 2.6) et de définir une vitesse de phase v_p . Cette dernière donne la relation liant la fréquence angulaire ω_v au nombre d'onde k_v . Cette relation peut être exprimée sous la forme d'une loi de dispersion $\omega_v = f(k_v)$. Dans le cas d'une surface de mer, la loi de dispersion des vagues est différente suivant le type de celles-ci : gravité ou capillarité. Pour les vagues de gravité, la théorie linéaire des vagues permet de déterminer cette relation appelée relation d'Airy [132] et donnée par :

$$\omega_v^2 = g k_v \tanh(k_v d) \quad (2.38)$$

où d représente la profondeur de l'eau en mètre et g l'accélération due à la pesanteur. L'équation 2.38 confirme ce qui a été dit plus tôt dans ce chapitre, c'est à dire que les vagues de gravité sont entretenues par la force de pesanteur, puisqu'elle fait intervenir g . En eaux profondes ($k_v d > 3$), l'équation 2.38 peut se simplifier par :

$$\omega_v^2 = g k_v \quad (2.39)$$

Dans ce dernier cas, la vitesse de phase des vagues de gravité est :

$$v_p = \frac{\omega_v}{k_v} = \sqrt{\frac{g}{k_v}} \quad (2.40)$$

Dans la mesure où les radars HF à ondes de surface ont une portée assez longue (quelques dizaines à centaines de kilomètres), nous allons considérer dans cette étude que la surface de mer générée se situe dans une zone d'eaux profondes et appliquer l'Eq. 2.39. A titre indicatif, nous donnons la relation de dispersion pour les vagues de capillarité :

$$\omega_v^2 = \frac{\tau}{\rho} k_v^3 \tanh(k_v d) \quad (2.41)$$

où $\tau \approx [70; 76] \times 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$ est la tension superficielle de la surface de l'eau et $\rho \approx [1; 1,075] \times 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ représente sa masse volumique. Ces deux quantités varient en fonction de la salinité, de la pression et de la température [133]. Là encore, nous vérifions que les vagues de capillarité sont entretenues par la force de tension superficielle comme annoncé précédemment. En eaux profondes, l'équation 2.41 devient :

$$\omega_v^2 = \frac{\tau}{\rho} k_v^3 \quad (2.42)$$

Après avoir exprimé la relation de dispersion animant les vagues, le modèle de mer est maintenant parfaitement défini.

Les différents choix et hypothèses qui ont été faits jusqu'à présent sur le modèle de mer sont résumés ici :

- Le modèle est basé sur la théorie linéaire des vagues et sur la définition du spectre de mer.
- Seules les vagues de gravité sont modélisées.
- La mer est parfaitement développée, le fetch est infini.
- La surface de mer se situe dans une zone d'eaux profondes.
- Les états de mer ne sont pas trop forts : inférieurs à 4.
- Le spectre de mer est celui de JONSWAP.
- La fonction angulaire est en $\cos()^{2.5}$.
- La relation de dispersion est donnée par $\omega_v^2 = g k_v$.

Il existe un logiciel libre qui se présente sous la forme d'une « toolbox » de Matlab et qui porte le nom WAFO [134] (Wave Analysis for Fatigue and Oceanography). Cet outil a été développé par l'Université de Lünd pour étudier le comportement et la statistique des vagues. Il est utilisé dans des applications pour l'Océanographie ou la Marine, par exemple pour déterminer l'usure ou la charge engendrée par les vagues sur des structures telles que des bateaux. Il peut modéliser des vagues linéaires gaussiennes ainsi que leur évolution dans le temps. Nous avons donc choisi de nous baser sur ce logiciel et de le modifier pour qu'il remplisse nos spécifications, chose possible car les codes sources sont disponibles.

Maintenant que nous avons un outil à notre disposition pour générer la surface de mer, il faut à présent déterminer les paramètres de celle-ci. En effet, nous devons fixer les variables du spectre directionnel des vagues et les dimensions spatiales de la scène qui va être maillée dans le logiciel Elsem3D. Quelle est la longueur de son côté et combien de points sont nécessaires ? Les paramètres temporels doivent être spécifiés (temps d'observation ou d'intégration, temps ou pas d'échantillonnage).

2.5 Choix des paramètres et dimensions de la scène

Les temps de calculs induits par le logiciel EM sont assez longs car nous avons choisi d'utiliser une méthode exacte (la complexité du calcul est en $N \log N$, avec N nombre d'inconnues). Dans le précédent chapitre, nous avons mis en place une méthode, basée sur l'application de la théorie des images et de l'algorithme FMM, permettant de réduire ces temps. Il est indispensable maintenant d'optimiser les dimensions de la scène introduite dans le code EM. D'un point de vue spatial, cette dernière doit être de surface la plus faible possible et du point de vue temporel, le temps d'observation nécessite d'être le plus court possible. A chaque temps d'échantillonnage t_e va correspondre une réalisation de la surface et une simulation EM. Il y aura autant de simulations EM que d'échantillons temporels de surface. C'est pourquoi, il faut limiter ce temps d'observation.

2.5.1 Aspect statique

Dans cette partie, les paramètres du spectre directionnel des vagues $S(k_v, \theta)$ et les dimensions spatiales de la scène vont être déterminés. Nous nous intéressons tout d'abord au spectre directionnel.

2.5.1.1 Paramètres du spectre directionnel

Dans la partie précédente le modèle de mer a été défini, notamment par le choix du spectre de mer JONSWAP. Celui-ci est modulé par une fonction angulaire qui affecte une direction privilégiée aux vagues. Il s'agit de la direction du vent. En ce qui concerne le spectre de mer $M(k_v)$ (Eq. 2.25), le fetch a été fixé infini, il ne reste donc plus que la vitesse de friction du vent à déterminer. Nous avons dit plus tôt que nous nous limiterons à des états de mer dans l'échelle basse de Beaufort soit entre 2 et 4 ce qui correspond à $u_f \in [7; 28]$ cm/s. Dans la fonction angulaire $D(\theta)$ (Eq. 2.35), le paramètre d'étalement s doit être précisé. Il s'agit d'une variable océanographique complexe à définir comme expliqué par Kerbiriou [131]. Plus s est élevé, plus les vagues sont directives [127]. Dans WAFO, la valeur par défaut est de 15. Même si celle-ci constitue une valeur assez élevée, nous allons la conserver pour une première approche. Nous ne sommes pas experts en océanographie et l'idée n'est pas d'obtenir une surface de mer parfaitement réaliste. Cependant cette dernière doit offrir la possibilité d'analyser des comportements relatifs lorsque nous ferons varier la configuration radar ou l'état de mer. Le spectre directionnel des vagues est maintenant défini, nous allons dans la suite fixer les dimensions de la surface.

2.5.1.2 Dimensions spatiales de la scène

La complexité calculatoire de la modélisation EM impose de réduire les dimensions de la scène considérée. Cependant, il est indispensable que la surface générée soit suffisamment grande pour qu'elle soit statistiquement représentative de l'état de mer. D'une réalisation de surface de mer à l'autre, nous devons être assurés qu'elles sont semblables d'un point de vue statistique. Nous avons donc cherché dans la littérature quelles sont les propriétés statistiques caractéristiques d'une surface rugueuse afin de les appliquer à la surface de mer. La longueur de corrélation et la hauteur quadratique moyenne sont les paramètres retenus pour cette étude. En effet, ces paramètres sont très souvent utilisés dans la description d'un profil rugueux tels que le sol ou la mer ([72],[79]).

Dans un premier temps, la longueur de corrélation, notée L_c , va être déterminée. Elle est obtenue à partir de la fonction d'autocorrélation laquelle décrit la relation qui peut exister entre les altitudes de deux points de la surface. La longueur de corrélation est définie comme étant la distance (depuis l'origine du profil) à partir de laquelle la fonction de corrélation R_o est inférieure à e^{-1} soit⁷ :

$$R_o < \frac{1}{e} \quad (2.43)$$

⁷e est le réel tel que $\ln(e) = 1$

La fonction d'autocorrélation dans le cas d'une surface de mer n'a pas la forme d'une exponentielle ou d'une gaussienne couramment utilisées pour définir une surface rugueuse [72]. C'est pourquoi Bourlier a cherché à établir l'expression de cette fonction d'autocorrélation des hauteurs et nous allons ici reprendre ses travaux [47]. Comme précisé précédemment (Eq. 2.14), la fonction d'autocorrélation peut être exprimée en fonction du spectre de mer. Ce spectre peut s'écrire sous la forme :

$$S(k_v, \theta) = \frac{1}{2\pi} M(k_v) [1 + \Delta(k_v) \times \cos(2\theta)] \quad (2.44)$$

où le facteur $\frac{1}{2\pi} [1 + \Delta(k_v) \times \cos(2\theta)]$ est équivalent à $D(\theta)$ utilisé dans (Eq. 2.18). Dans le cas de JONSWAP [127], $\Delta(k_v) = 1$. Soient les coordonnées polaires (R, Φ) , définies comme l'indique le schéma 2.4.

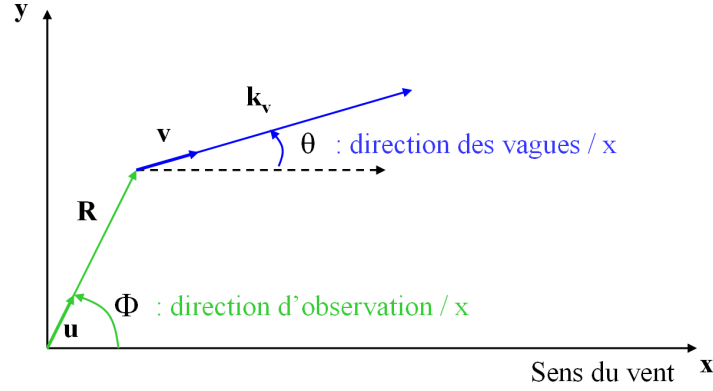


FIG. 2.4 – Définition des coordonnées polaires [47].

avec

$$\mathbf{R} = \|\mathbf{R}\| \cdot \hat{u} = R \cdot (\hat{x} \cos \Phi + \hat{y} \sin \Phi) \quad (2.45)$$

et :

$$\mathbf{k}_v = \|\mathbf{k}_v\| \cdot \hat{v} = k_v \cdot (\hat{x} \cos \theta + \hat{y} \sin \theta) \quad (2.46)$$

La fonction d'autocorrélation spatiale $Z(R, \Phi, \tau)$ est donnée dans le repère polaire par :

$$Z(R, \Phi, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \frac{1}{2\pi} M(k_v) [1 + \Delta(k_v) \times \cos(2\theta)] \cos[k_v R \cos(\theta - \Phi) - \omega_v \tau] d\theta dk_v \quad (2.47)$$

La fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs $R_o(R, \Phi)$ est obtenue pour $\tau = 0$ et s'écrit :

$$R_o(R, \Phi) = Z(R, \Phi, 0) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \frac{1}{2\pi} M(k_v) [1 + \Delta(k_v) \times \cos(2\theta)] \cos[k_v R \cos(\theta - \Phi)] d\theta dk_v \quad (2.48)$$

L'intégration angulaire suivant la variable θ de l'équation 2.48 est réalisée analytiquement en faisant appel aux fonctions de Bessel (Abramowitz [135] relation 9.1.44) grâce à l'équation :

$$\cos(x \cos \alpha) = J_0(x) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_{2m}(x) \cos(2m\alpha) \quad (2.49)$$

où J_{2m} est la fonction de Bessel d'ordre $2m$ de première espèce et

$$\int_{-\pi}^{\pi} \cos(x \cos(\theta - \Phi)) \cdot \cos(a\theta) d\theta = \begin{cases} 0 & \text{si } a \text{ impair} \\ (-1)^p 2\pi J_a(x) \cos(a\Phi) & \text{si } a=2p \text{ pair et } p \in \mathbb{N}. \end{cases} \quad (2.50)$$

En appliquant 2.50, $R_o(R, \Phi)$ s'écrit après intégration spatiale :

$$R_o(R, \Phi) = I_o(R) - I_2(R) \cos(2\Phi) \quad (2.51)$$

avec :

$$I_o(R) = \int_0^{\infty} M(k_v) J_0(R k_v) dk_v \quad ; \quad I_2(R) = \int_0^{\infty} M(k_v) J_2(R k_v) \Delta(k_v) dk_v \quad (2.52)$$

Le terme I_o représente la partie isotrope de la fonction d'autocorrélation spatiale des hauteurs et I_2 la partie anisotrope. Bourlier associe un modèle à I_o et I_2 qui permet d'éviter la résolution de l'équation 2.51. Le modèle est le suivant :

$$I_o(R) = I_o(0) \cos\left(\frac{R}{L'_o}\right) \left[1 + \left(\frac{R}{L_c}\right)^2\right]^{-1} \quad ; \quad I_2(R) = I_o(0) A J_2\left(\frac{R}{L'_2}\right) \left[1 + \left(\frac{R}{L_2}\right)^2\right]^{-1} \quad (2.53)$$

avec R distance et Φ direction par rapport au vent. L_c représente la longueur de corrélation que nous cherchons à déterminer et $I_o(0) = \omega^2$. Bourlier relie les paramètres $P_i = \{I_o(0); L'_o; L_c; A; L'_2; L_2\}$ du modèle (Eq. 2.53) à la vitesse du vent u_{10} dans le cas d'un spectre d'Elfouhaily sous la forme de l'équation suivante :

$$P_i = a_i \cdot u_{10}^{b_i} \quad \text{avec } u_{10} \in [2; 17] \text{ m/s} \quad (2.54)$$

a_i et b_i sont les paramètres à déterminer. Il établit notamment que la longueur de corrélation $L_c = P_3$ est proportionnelle au carré de la vitesse du vent ($a_3 = 0,154$ et $b_3 = 2,04$) et trace la courbe représentant cette relation en ajoutant la correspondance avec l'échelle Beaufort. Celle-ci est reprise figure 2.5.

Nous allons maintenant appliquer le modèle (Eq. 2.53) en nous restreignant au terme $I_o(R)$ permettant de déterminer la longueur de corrélation. Les surfaces de mer de notre étude sont générées à partir d'un spectre de JONSWAP (qui donne $M(k_v)$). $I_o(R)$ calculé à partir de l'Eq. 2.52 (noté I_{ocalc}) va être tracé et le modèle Eq. 2.53 (noté I_{omod}) ajusté afin qu'il coïncide avec I_{ocalc} . L'intégrale définissant I_{ocalc} est déterminée numériquement. Il faut fixer les bornes d'intégration en k_v .

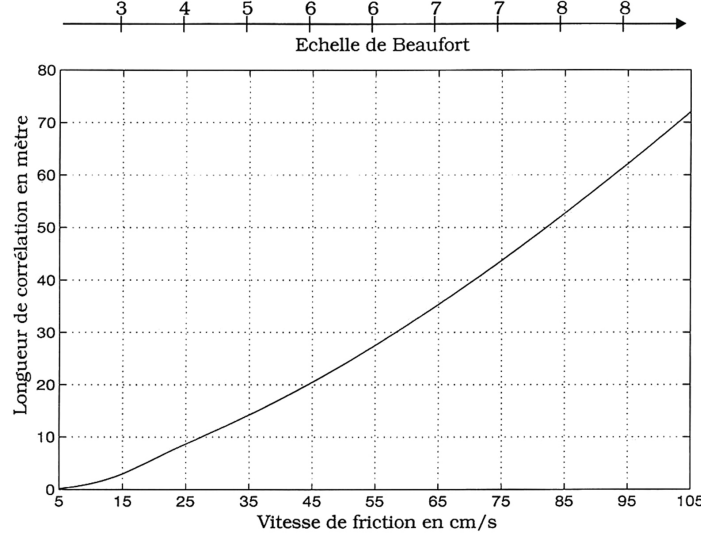


FIG. 2.5 – Représentation de la longueur de corrélation, déterminée pour un spectre de Elfouhaily, en fonction de la vitesse de friction du vent ou de l'échelle Beaufort [47].

L'intervalle $[k_1; k_2]$ choisi est tel que :

$$M(k_{1;2}) < 0,005 M_{max}(k_v) \quad (2.55)$$

où $M_{max}(k_v)$ représente l'amplitude maximale du spectre $M(k_v)$. Nous avons fait varier les paramètres L_c et L'_o et calculer les I_{omod} associés. Le terme L_c intervient dans une fonction correspondant à une exponentielle décroissante et L'_o est relatif à des oscillations. L'erreur quadratique moyenne⁸ entre le modèle I_{omod} et l'intégrale numérique I_{ocalc} en fonction de ces deux paramètres est tracée figure 2.6 dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s et $H_{mo} = 1,6$ m).

Le point de coordonnées $(L_c; L'_o)$ minimisant l'erreur est : $(L_c; L'_o) = (8,49; 6,40)$ m et les fonctions I_{ocalc} et I_{omod} calculées pour ce couple sont tracées sur la figure 2.7.

Les courbes correspondant au modèle I_{omod} et à l'expression analytique I_{ocalc} coïncident relativement bien mais légèrement moins que dans le cas traité par Bourlier avec un spectre d'Elfouhaily. Ceci est dû au fait que le spectre de mer et la fonction angulaire sont différents. Le graphe de la Fig. 2.7 représente le meilleur compromis entre L_c et L'_o . En effet, si L_c diminue la décroissance de la courbe est plus rapide (terme en exponentielle décroissante) et si L'_o augmente, la période des oscillations en fin de courbe s'étend. Nous pouvons constater que la valeur de L_c obtenue est du même ordre de grandeur que celle de la figure 2.5 (≈ 6) déterminée par Bourlier pour un spectre d'Elfouhaily.

Nous avons testé un autre état de mer : B.2 ($u_f = 12$ cm/s) et le couple minimisant l'erreur quadratique moyenne entre le modèle et l'intégrale numérique est $(L_c; L'_o) = (3,60; 2,25)$ m. Nous retrouvons encore l'ordre de grandeur donné par la figure 2.5 (≈ 2). Cependant, les longueurs de corrélation évaluées dans le cas du spectre de JONSWAP sont plus élevées que celles estimées avec celui de Elfouhaily.

⁸L'erreur quadratique moyenne est donnée par : $\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (I_{ocalc} - I_{omod})^2$

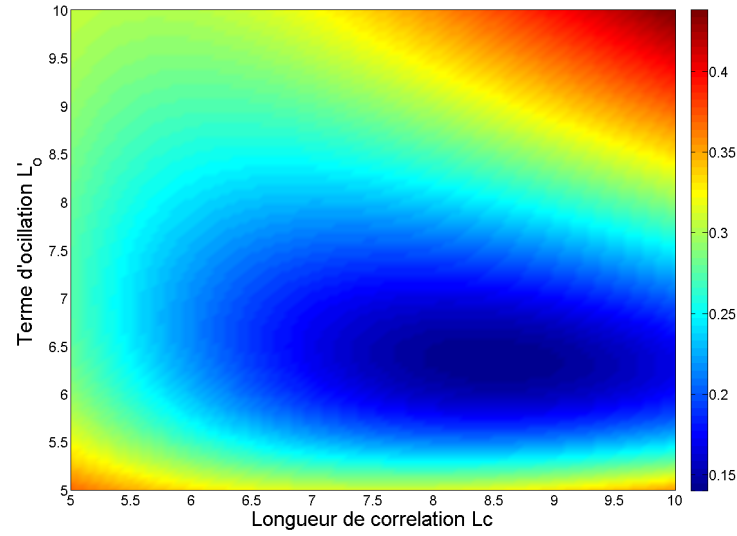


FIG. 2.6 – Erreur quadratique moyenne en fonction de la longueur de corrélation L_c et du terme d'oscillation L'_o , dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s).

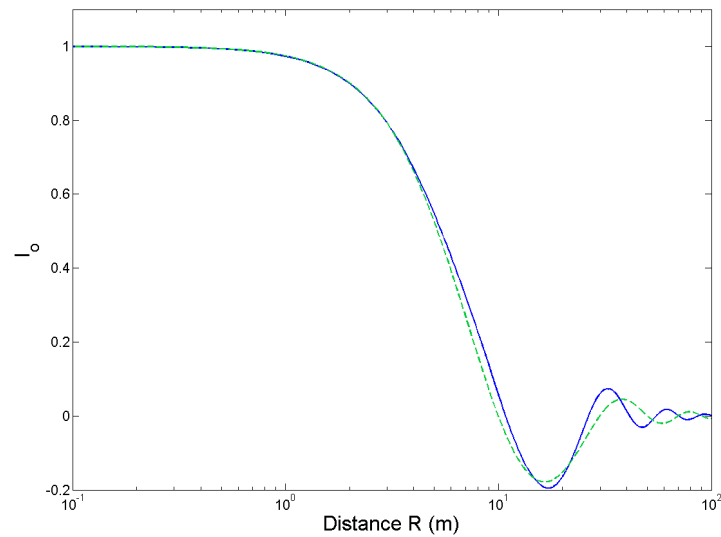


FIG. 2.7 – I_{calc} (traits pleins bleus) et I_{mod} (pointillés verts) tracée pour $(L_c; L'_o) = (8, 49; 6, 40)$ m, dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s).

Nous constatons également que la longueur de corrélation diminue avec l'état de mer. Ce résultat concorde avec les conclusions de Bourlier. Il est cohérent puisque la surface est moins rugueuse, la hauteur étant moins importante. Connaissant la longueur de corrélation, il faut maintenant déterminer les dimensions de la surface de mer à modéliser. Il faut se rappeler que cette dernière doit être représentative statistiquement de l'état de mer. Pour cela, nous allons tenter d'évaluer le nombre de points de la surface qui sont nécessaires pour atteindre la convergence de la hauteur quadratique moyenne h_{rms} . La hauteur quadratique moyenne est donnée par :

$$h_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i^2} \quad (2.56)$$

Les paramètres à déterminer sont les nombres de points suivant les directions \hat{x} et \hat{y} notés : N_x et N_y ainsi que les pas spatiaux en mètre d_x et d_y . La surface de mer est choisie carrée d'où $N_x = N_y$ et $d_x = d_y$. L'intervalle spatial entre chaque point est imposé par le logiciel EM puisque la géométrie est maillée en $\lambda_r/10$ avec λ_r longueur d'onde de l'onde incidente. Ainsi dans la bande de fréquences HF (3-30 MHz), les longueurs des arêtes du maillage sont définies entre 10 m et 1 m respectivement. Dans la suite de cette étude, les fréquences étudiées seront plutôt situées dans la moitié supérieure, entre 15 MHz et 30 MHz ce qui donne $d_x = d_y \in [1; 3]$ m. Une surface de mer a été générée avec un pas $dx = dy = 1$ m, un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s et $H_{mo} = 1,6$ m) et avec un nombre de points $N_x = N_y = 400$ soit $N = 16.10^4$ points au total. Nous avons tracé Fig. 2.8 la hauteur quadratique moyenne h_{rms} en fonction du nombre de points total n considérés soit $h_{rmsn} = \sqrt{1/n \sum_{i=1}^n h_i^2}$ avec $n \in [1; N]$ et $N = N_x \times N_y$. Pour déterminer le nombre de points nécessaires, nous définissons le critère de convergence suivant :

$$\frac{|h_{rmsN} - h_{rmsn}|}{h_{rmsn}} \times 100 < \epsilon \quad (2.57)$$

et nous choisissons d'imposer : $\epsilon = 10\%$.

Sur la figure 2.8, h_{rms} converge assez rapidement et atteint le critère choisi (Eq. 2.57) à partir d'environ $3,5.10^4$ points ce qui correspond à une surface de 188×188 m². Nous avons recommencé cette opération en prenant cette fois-ci un pas $dx = dy = 2$ m et $N_x = N_y = 300$ points ce qui est équivalent à une surface de 600×600 m, voir Fig. 2.9. L'état de mer est strictement identique et le tirage des phases (φ_n dans Eq. 2.1) est également le même.

La convergence est obtenue (Fig. 2.9) extrêmement plus rapidement que dans le cas de la figure 2.8. Ceci est cohérent car le pas spatial est plus grand. Dans tous les cas, la surface sera générée avec un pas spatial de $dx = dy = 1$ m. Lors de la définition du maillage dans le code EM, nous fixerons le nombre de points à conserver pour former les sommets des triangles du maillage. Par exemple, nous ne conserverons qu'un point sur deux de la surface lorsque la fréquence de travail sera de 15 MHz car $\lambda_r/10 = 2$ m. Afin de limiter au maximum les dimensions de la scène, nous choisissons de prendre une surface de 180×180 m², soit $180 \times 180 = 32400$ points avec un pas spatial d'un mètre proche des $3,5.10^4$ points choisis plus tôt pour le cas de la Fig. 2.8.

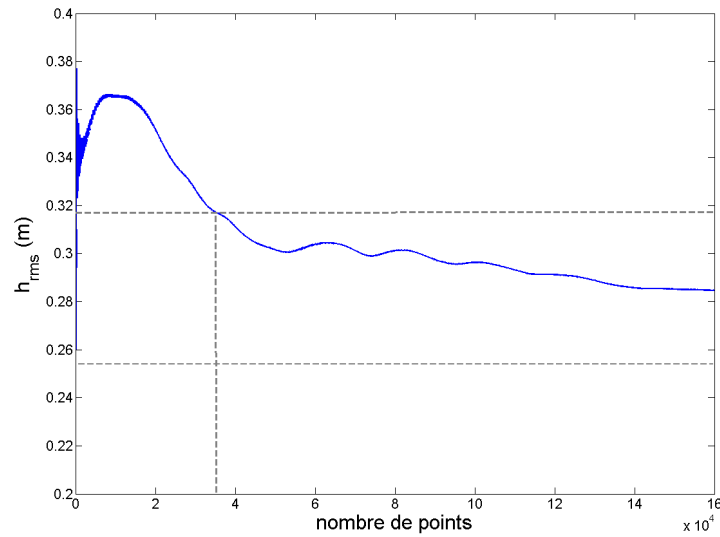


FIG. 2.8 – Hauteur quadratique moyenne en fonction du nombre de points N de la surface, dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s et $H_{mo} = 1,6$ m) et un pas spatial $dx = dy = 1$ m.

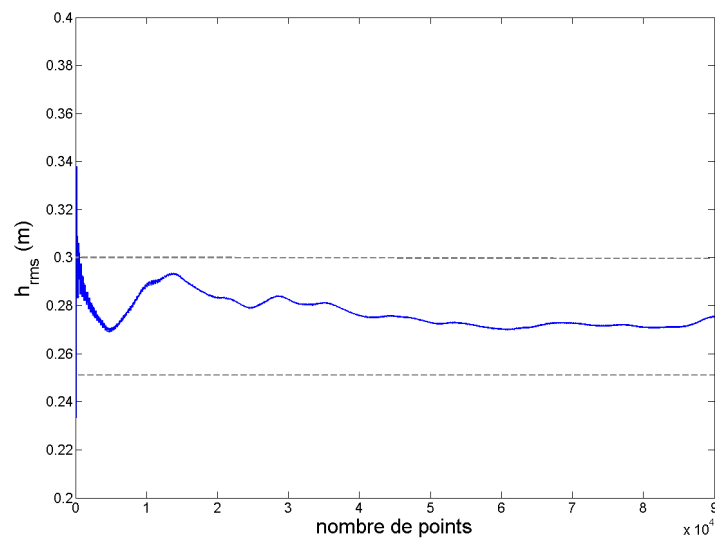


FIG. 2.9 – Hauteur quadratique moyenne en fonction du nombre de points N de la surface, dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.4 ($u_f = 19$ cm/s et $H_{mo} = 1,6$ m) et un pas spatial $dx = dy = 2$ m.

Ceci est équivalent à environ $21 L_c$ pour un état de mer Beaufort 4. Il s'agit du nombre minimum de point qui permet d'être dans le début de la zone pour laquelle la hauteur h_{rms} devient stable. Dans la mesure où la longueur de corrélation diminue avec l'état de mer, ces dimensions seront les dimensions maximales considérées.

Nous avons tracé h_{rms} pour un état de mer Beaufort 2 ($u_f = 12$ cm/s et $H_{mo} = 0,5$ m) figure 2.10.

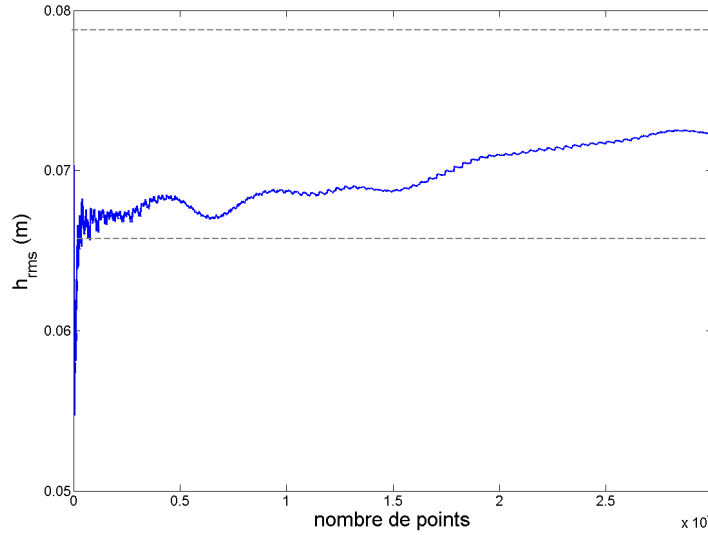


FIG. 2.10 – Hauteur quadratique moyenne en fonction du nombre de points N de la surface, dans le cas du spectre de JONSWAP avec un état de mer B.2 ($u_f = 12$ cm/s et $H_{mo} = 0,5$ m) et un pas spatial $dx = dy = 1$ m.

La quantité h_{rms} atteint une valeur stable beaucoup plus rapidement que pour un état B.4 à pas spatial équivalent (Fig. 2.8). Si nous appliquons $21 L_c$ à l'état B.2, nous obtenons $21 L_c = 75.6$ m soit $N = 5715$ points au total pour un pas $dx = dy = 1$ m. La courbe 2.10 est relativement constante pour ce nombre de points ($\epsilon = 6,7\%$). Nous garderons donc pour notre étude : $N_x = N_y = 21 L_c/dx$.

Comme détaillé dans le premier chapitre, la surface doit être surélevée et ses bords doivent être lissés afin de pouvoir appliquer la théorie des images (voir le schéma Fig. 1.12). Par conséquent, des points de chaque côté de la surface vont être lissés à partir d'une fonction du type tangente sigmoïde. La fonction de lissage a pour expression :

$$g(x) = \frac{1}{1 + \exp(-2x)} \quad (2.58)$$

avec $0 < g(x) < +1$. La hauteur des points lissée h' est obtenue à partir de h par : $h' = h \times g$. En pratique, nous avons appliqué ce lissage sur huit points de chaque côté de la surface.

En résumé, les paramètres spatiaux de la surface ont été définis : dx, dy, N_x, N_y comme suit :

- Pas spatial : $dx = dy = \lambda_r/10$ avec λ_r longueur d'onde de l'onde EM incidente
- Nombre de points $N_x, N_y = 21 L_c/dx$ avec L_c longueur de corrélation

Ces paramètres ont été établis grâce à l'étude de la fonction d'autocorrélation et plus particulièrement de la longueur de corrélation, et de la hauteur quadratique moyenne. Il faut noter que d'autres caractéristiques statistiques auraient pu être considérées telle que la variance des pentes comme proposé dans la thèse de Déchamps [79].

2.5.2 Aspect dynamique

Après avoir déterminé les paramètres spatiaux, il est nécessaire de fixer le temps d'observation T_{obs} ainsi que le temps d'échantillonnage t_e liés par la relation : $T_{obs} = N_t \cdot t_e$ avec N_t nombre d'échantillons temporels. Ces paramètres dépendent du post-traitement que l'on souhaite réaliser. Dans notre cas, nous voulons tracer des spectres Doppler. Le temps d'observation va imposer la résolution fréquentielle et le temps d'échantillonnage, la bande de fréquences du SD. En effet, nous verrons dans le chapitre suivant que :

$$T_{obs} = \frac{1}{df} \quad (2.59)$$

et

$$dt = \frac{1}{2B} \quad (2.60)$$

avec $2B$ la largeur de bande du SD et df la résolution fréquentielle. Ainsi, dans la mesure où les paramètres temporels dépendent du post-traitement des données issues du logiciel EM, ils seront déterminés dans le chapitre suivant.

A présent, l'outil de modélisation de la surface de mer évoluant dans le temps a été détaillé. Le modèle de mer est parfaitement connu ainsi que les hypothèses réalisées. Dans ces dernières parties, les paramètres spatiaux de la surface de mer ont été exposés et fixés. Les variables temporelles seront définies dans le prochain chapitre car elles dépendent du spectre Doppler à tracer. Nous pouvons donc maintenant aborder la manière dont la nappe de polluant peut être introduite sur la surface mais avant cela nous proposons une courte discussion sur le modèle de mer.

2.6 Discussion sur le modèle de mer

Notre simulateur est basé sur une modélisation dite de première génération appliquant la théorie linéaire des vagues. Cette théorie présente des limites car elle ne prend pas en compte les phénomènes non-linéaires d'interactions entre les vagues. En effet, elle suppose que la mer est composée d'une superposition d'harmoniques n'interagissant pas les unes avec les autres. Ceci revient à écarter les

effets tels que le déferlement, l'écume, les phénomènes de réflexion, etc. Les modèles non-linéaires présentés au début de ce chapitre comme celui de Creamer ou West permettent de prendre en compte une partie de ces cas mais ne sont pas complets. Pour pouvoir modéliser des comportements plus complexes de la mer, il faut s'intéresser aux recherches réalisées dans les domaines de l'hydrodynamique et de l'océanographie. Ainsi des modèles dits de deuxième puis troisième génération permettent de prendre en compte des termes non-linéaires. Nous allons donner ici quelques exemples (extraits de Cochin [126]) afin d'appréhender les possibilités qu'ils offrent.

Le modèle SWAN (Simulating WAVes Nearshore) développé par Delft University of Technology aux Pays-Bas peut recréer des effets tels que la réfraction, les variations de fond et du courant, le déferlement dû à des courants contraires, la génération par le vent, la dissipation par moutonnement, par déferlement bathymétrique ou frottement sur le fond, la réflexion sur des obstacles, etc. Il peut être utilisé dans des régions côtières, des lacs ou des estuaires.

WAM-4 permet de modéliser des eaux peu profondes ou profondes et fournit des prévisions de vagues (notamment les vagues dangereuses) en particulier pour l'Islande, l'Atlantique et la Méditerranée.

WaveWatch III est un modèle développé par la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Il propose des prévisions pour différentes régions du globe.

FUNWAVE du Centre de Recherche Côtière Appliquée de l'Université de Delaware (Newark), repose sur les équations de Boussinesq citées au début de ce chapitre. Il prend en compte de fortes interactions non-linéaires. Il est adapté à l'étude de la propagation des vagues dans les zones côtières. Il est capable de simuler la transformation des vagues au dessus d'une structure immergée et la propagation des tsunamis.

Cette liste n'est absolument pas exhaustive mais permet de voir les différents niveaux de complexités abordés par ces modèles. Les formulations de troisième génération apparaissent beaucoup plus complètes et précises. Toutefois, elles nécessitent la résolution d'équations hydrodynamiques complexes ce qui explique qu'elles ne soient pas encore utilisées pour des simulations EM.

2.7 Discussion sur la détection de polluants

La présence d'un film ou d'une couche de polluant altère les caractéristiques de la surface de mer. En effet, le polluant modifie localement d'une part la permittivité de cette dernière et d'autre part ses propriétés hydrodynamiques. Dans le premier chapitre, il a été montré que compte tenu des fréquences de travail et de l'angle d'incidence rasant, la différence de permittivité entre le mélange eau/huile et l'eau de mer n'est pas suffisamment prononcée pour permettre la détection du polluant. D'un point de vue hydrodynamique, la nappe va modifier la hauteur des vagues en raison de la force de tension superficielle exercée. Nous avons vu que cette force entretient les vagues de capillarité. Ces dernières vont donc en être affectées et dans la mesure où elles transmettent leur énergie aux vagues plus longues, il est possible que les vagues de gravité le soient aussi. Atténuer la hauteur des vagues revient à définir un état de mer plus faible et ceci est équivalent à considérer une surface sur laquelle un vent moins fort aurait soufflé (voir l'échelle Beaufort Annexe A). Il est également possible que la

vitesse des vagues varie avec la présence du pétrole. Nous allons par conséquent chercher un modèle qui prend en compte le film grâce à la modification des vagues et notamment par leur atténuation.

Notre étude a pour objectif de déterminer si cette atténuation a un impact suffisant pour être observable sur le spectre Doppler. Il existe différents types de pollutions par hydrocarbures en fonction particulièrement de leur composition (voir plus loin dans cette partie) ou du vieillissement de la nappe. Nous pouvons imaginer que suivant les caractéristiques (épaisseur, viscosité, etc.) de cette dernière la perturbation engendrée sur la surface ne sera pas la même et ne sera pas assurément détectable. Il est donc également nécessaire d'identifier les conditions qui permettent ou non la détection de la pollution. Nous avons donc essayé de trouver un modèle dans la littérature satisfaisant ces spécifications. Deux formulations ont été identifiées.

Tout d'abord, Lombardini et al. [136] en 1989 ont étudié l'impact d'un film sur les hauteurs des vagues. L'influence du film est introduite sous la forme d'un coefficient d'atténuation appliqué au spectre de mer. Le spectre de la mer contaminée S_{cont} peut être exprimé en fonction du spectre de mer « propre » S_{propre} comme suit :

$$S_{cont} = \frac{S_{propre}}{y(f)} \quad (2.61)$$

avec $S(k_v, \theta) = M(k_v).D(\theta)$ où $M(k_v)$ représente le spectre des hauteurs de la mer et $D(\theta)$ la fonction angulaire définissant la direction du vent et par conséquent la direction de propagation des vagues. Dans Eq. 2.61, c'est en fait $M(k_v)$ qui est affecté par le coefficient d'atténuation $y(f)$ et $D(\theta)$ est inchangé. L'expression de $y(f)$ donnée par Lombardini et al. est la suivante :

$$y(f) = \frac{1 \pm 2\tau + 2\tau^2 - X + Y(X + \tau)}{1 \pm 2\tau + 2\tau^2 - 2X + 2X^2} \quad (2.62)$$

avec :

$$\tau = \left(\frac{\omega_D}{2\omega}\right)^{1/2}, \quad X = \frac{E_0 k_v^2}{\rho \sqrt{2\nu\omega^3}}, \quad Y = \frac{E_0 k_v}{4\nu\rho\omega} \quad (2.63)$$

et :

- $f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\sqrt{k_v g}}{2\pi}$ d'après la relation de dispersion.
- k_v nombre d'onde en rad/m
- ω_D pulsation caractéristique en rad/s
- E_0 module d'élasticité en N/m
- $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ densité de l'eau
- $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ viscosité cinématique
- $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ viscosité cinématique

Deux types de films sont testés : soluble et insoluble ce qui explique le signe (+) pour les films solubles et (–) pour les films insolubles dans l'Eq. 2.62. Lombardini et al. ne considèrent pas en particulier le cas du pétrole mais celui d'un film en général qui peut être naturel et issu des produits de la biosphère marine (constitués de lipides, protéines et hydrates de carbone). Dans notre cas, les films sont composés d'hydrocarbures insolubles.

Si la surface de mer n'est pas recouverte à 100% par le film, il faut alors définir un nouveau coefficient d'atténuation en fonction de la fraction de mer polluée F :

$$y_s(f) = \frac{1}{1 - F + \frac{F}{y(f)}} \quad (2.64)$$

$y_s(f)$ remplace alors $y(f)$ dans l'équation 2.61.

L'étude de Lombardini et al. fait apparaître que ce sont les vagues de capillarité et les vagues courtes de gravité qui sont le plus atténuées. Il faut noter que cette formulation ne dépend pas de l'épaisseur de la couche de polluant.

Une autre expression empirique a été proposée par Jenkins et Jacobs [137] en 1997 et qui prend en compte ce paramètre. Les auteurs étudient le cas d'un fluide visqueux et notamment d'un pétrole lourd⁹. Les épaisseurs de pétrole testées vont d'une dizaine de micromètres à trois millimètres. Leur modèle est décrit par les équations suivantes :

$$y(f) = \Re \left(\frac{\delta}{\delta_o} \right) \quad (2.65)$$

où

$$\delta = \left[2\epsilon^2 + 0,5\nu_T + i\Sigma^{-0,5} (\gamma(1 - \rho_+) - \gamma_-) H + 0,5i^{-0,5}\rho_+ H \epsilon^{-1} \right. \quad (2.66)$$

$$\left. \Gamma^{0,25}\nu_T + 0,5i^{0,5}\rho_+^2 H^2 \epsilon^{-1} \Gamma^{0,75} \times (R^2 - 1) \right] \quad (2.67)$$

$$\left[1 + i^{0,5}\epsilon^{-1} \Gamma^{-0,25}\nu_T + i^{-0,5}\rho_+ H \epsilon^{-1} \Gamma^{0,25} \right]^{-1} \quad (2.68)$$

et :

- $\delta_o = \delta(H = 0)$
- f fréquence en Hz
- H épaisseur du film de polluant en m
- ρ_+ densité du polluant en kg/m³
- ν_+ viscosité cinématique du polluant en m²/s
- ρ_- densité de l'eau en kg/m³
- $\nu_- = \nu$ viscosité cinématique de l'eau en m²/s
- γ_+ tension superficielle en N/m
- γ_- tension d'interface en N/m
- χ_+ élasticité de la surface en N/m
- χ_- élasticité de l'interface en N/m
- $\nu_{s+} = \nu$ viscosité de surface en N/m
- $\nu_{s-} = \nu$ viscosité de l'interface en N/m
- $k_v = (2\pi f)^2/g$ nombre d'onde en rad/m
- $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, accélération due à la pesanteur
- $\epsilon = \sqrt{\nu_-}$

⁹Le pétrole lourd est un pétrole brut qui se trouve à l'état naturel.

- $v_T = i(\chi_+ + \chi_-)/\sqrt{\Gamma} + v_{s+} + v_{s-} + 4\rho_+v_+H + v_{E+}v_{E-}H/(\rho_+v_+)$
- $v_{E\pm} = i\chi_{\pm}/\sqrt{\Gamma} + v_{s\pm}$
- $\gamma = \gamma_- + \gamma_+$
- $\Gamma = 1 + \gamma$
- $R = \rho_+ + \gamma_+ / (\rho_+\Gamma)$

Que ce soit dans le cas de la formulation de Lombardini et al. ou de Jenkins et Jacobs, le domaine de validité n'est pas spécifié. Dans les deux cas, le fait d'atténuer le spectre de mer revient à diminuer l'amplitude des vagues. Ces deux modèles répondent donc bien à notre problématique. Ils sont tout à fait compatibles avec notre outil de modélisation de la mer puisqu'il suffit de modifier le spectre de JONSWAP que nous avons choisi en le divisant par le coefficient d'atténuation. Cependant, il apparaît dès à présent une limite aux modèles cités car le fait de modifier le spectre de mer est équivalent à changer l'état de mer. Nous pouvons alors nous poser la question de savoir comment le radar pourra faire la différence entre un changement d'état de mer et la présence d'hydrocarbures. La formulation de Jenkins et Jacobs est plus complexe et présente un assez grand nombre de variables dont l'épaisseur de la couche de pétrole. Nous choisissons de retenir pour nos premières simulations le coefficient d'atténuation de Lombardini et al. Ce modèle a également été choisi par Pinel et al. dans [129] pour étudier la diffusion bistatique par une surface recouverte de pétrole aux fréquences microondes (typiquement 3 GHz). Le modèle est appliqué à un spectre de Elfouhaily car en raison des fréquences de travail, il est important de prendre en compte les vagues de capillarité.

Dans le dernier chapitre, nous appliquerons le modèle de Lombardini et al. au spectre de JONSWAP puis nous évaluerons l'impact du pétrole sur la diffusion EM par la surface contaminée grâce à la visualisation du spectre Doppler. Avant cela, il est nécessaire de déterminer les paramètres de l'Eq.2.62 en fixant le module d'élasticité E_0 ainsi que la pulsation caractéristique ω_D .

Nous avons donc cherché les valeurs de ces paramètres pour du pétrole. Il faut savoir que les hydrocarbures déversés en mer peuvent être de types différents [6] :

- les produits raffinés légers (exemples : essence, kérosène, gasoil, fuel domestique) qui sont peu colorés, voire incolores et très fluides.
- les produits raffinés lourds (fioul lourd, rejets de cale) qui sont de couleur noire, souvent très visqueux.
- les pétroles bruts qui sont des produits de couleur brune à noire et dont les caractéristiques varient énormément suivant leur composition (qui les rapprochent d'un produit raffiné soit léger soit lourd).

La diversité de ces produits rend impossible une étude exhaustive ; nous ne pourrions pas tester toutes les compositions en simulation. Dans la littérature, nous n'avons pas pu trouver de valeurs de E_0 et ω_D correspondant à un hydrocarbure parfaitement identifié. Dans la publication de Lombardini et al., plusieurs couples $(E_0; \omega_D)$ sont testés. Ils font référence à des campagnes de mesures réalisées dans le Golfe du Main et dans le canal de Sicile mais ne précisent pas les produits correspondants. Aussi, en l'absence de données nous utiliserons les paramètres testés par Lombardini et al. également repris par Pinel et al. dans [129]. Ceci permettra dans une première approche d'évaluer l'impact d'une modification de l'état de la surface en présence d'un film insoluble.

2.8 Conclusions

Dans ce chapitre, différents modèles de mer ont été présentés. Deux types ont été identifiés : ceux basés sur la théorie linéaire des vagues et les modèles non-linéaires. Pour commencer, la formulation linéaire a été choisie car elle permet une bonne compréhension des phénomènes élémentaires grâce à son expression accessible. Nous avons également vu qu'il existe des modèles plus complets, utilisés dans les domaines de l'hydrodynamique et de l'océanographie. Ils permettent de rendre compte de phénomènes complexes (eaux peu profondes, déferlement, proximité des côtes, etc.) mais en raison de leur formulation délicate, ceux-ci n'ont pas été encore appliqués pour la simulation EM basées sur des codes exacts.

Le modèle linéaire choisi s'appuie sur la définition d'un spectre de mer auquel une fonction angulaire est appliquée pour donner une direction de propagation privilégiée. L'aspect dynamique est introduit par un terme en $e^{i\omega_v t_e}$ et une transformée de Fourier dans le domaine spatial permet d'obtenir une réalisation de la surface de mer pour différents instants d'échantillonnage. Dans notre cas, le spectre de JONSWAP a été sélectionné car il modélise bien les vagues de gravité intéressantes aux fréquences HF. Elles ont en effet, une longueur d'onde de l'ordre de la dizaine de mètres. La fonction angulaire affectée à ce spectre est de la forme \cos^{2s} comme définie dans la publication originale de JONSWAP [127]. Les états de mer représentés seront inférieurs à 4 sur l'échelle de Beaufort pour pouvoir considérer qu'il n'y a pas d'interactions entre les vagues et pour que la nappe de pétrole ne soit pas disjointe. Les différents éléments du modèle de mer ont été implémentés en s'appuyant sur un logiciel existant : WAFO.

Les divers paramètres intervenant dans la définition de la surface de mer ont été ensuite fixés. En effet, les dimensions spatiales ont été évaluées pour être les plus petites possible pour réduire les temps de calcul EM, mais suffisantes pour que la surface de mer soit statistiquement représentative de l'état de mer. Pour cela, nous avons considéré les deux paramètres statistiques suivant : la longueur de corrélation et la hauteur quadratique moyenne. Nous avons vu que la longueur de corrélation dépend de la vitesse du vent comme démontré par Bourlier [47]. Les dimensions maximales correspondant à un état de mer Beaufort 4 ont été établies ; la surface de mer a pour coté 180 m. Le pas spatial est quant à lui imposé par le maillage du logiciel EM en $\lambda_r/10$ avec λ_r longueur d'onde de l'onde incidente. Les paramètres temporels seront déterminés dans le chapitre suivant car ils dépendent des caractéristiques du SD qui sera tracé.

Enfin, deux formulations permettant d'introduire une couche de polluant sur la surface de mer ont été présentées. Elles s'appuient toutes deux sur un coefficient qui atténue le spectre de mer. Nous avons retenu le modèle de Lombardini et al. en raison de sa simplicité. Toutefois, il a été vu à quel point il est délicat d'affecter des valeurs aux paramètres de ce modèle pour des cas d'hydrocarbures précis.

Le tableau 2.3 résume les différentes contraintes que nous avons imposées au début de ce projet. Les différents modèles sélectionnés permettent de remplir toutes les spécifications.

Modélisation de la mer	- Prise en compte de l'état de mer	✓
	- Dynamique	✓
	- Bande de fréquences HF	✓
	- Simple	✓
	- Compatible avec le modèle introduisant le polluant	✓
Modélisation de la nappe de polluant	- Modification de l'aspect dynamique de la mer	✓
	- Compatible avec le modèle de mer	✓

TAB. 2.3 – Bilan sur les contraintes imposées pour le modèle de mer : ✓ condition remplie.

Chapitre 3

Validation du simulateur

Résumé — Ce chapitre présente différents éléments de validation de notre simulateur. Dans un premier temps des scènes statiques sont simulées afin de vérifier les hypothèses faites dans le premier chapitre. Le phénomène de résonance de Bragg est étudié et les angles de diffusion sont examinés. Des scènes en mouvement sont ensuite générées afin d’observer l’effet Doppler. Le décalage Doppler associé à la résonance de Bragg est mis en évidence avec une surface de mer. Une étude de l’influence des paramètres temporels sur les spectres Doppler est réalisée. Enfin, des résultats de simulations sur des surfaces de mer sont proposés afin de discuter de l’excitation de l’onde de surface dans cette configuration.

3.1 Objectifs

Dans les chapitres précédents, les outils nécessaires à la modélisation ont été développés. Un modèle de diffusion EM a été choisi et adapté puis un modèle de mer réaliste et dynamique a été implémenté. Dans ce chapitre, l’objectif est de valider l’outil complet et de confirmer les hypothèses énoncées précédemment. Pour cela, une étape de validation va être menée. Elle sera décomposée en deux aspects : statique et dynamique. Le simulateur sera tout d’abord testé avec des géométries statiques simples : sphère, surfaces plane ou sinusoïdale puis complexe avec le cas de la mer. L’aspect dynamique sera ensuite introduit et les spectres Doppler seront tracés pour des surfaces sinusoïdales puis des surfaces de mer. Cette étape de validation a également pour but de se familiariser avec le phénomène de résonance de Bragg sur des surfaces périodiques et avec l’effet Doppler sur des surfaces en mouvement. En outre, ceci permettra de bien cerner le comportement de notre simulateur aux différents paramètres d’entrées, et notamment temporels, avant de commencer l’analyse plus approfondie des surfaces de mer dans le chapitre suivant.

3.2 Validation sur des scènes statiques

Il s'agit dans cette partie de vérifier les hypothèses faites dans le premier chapitre : utilisation de la théorie des images et lissage de bords pour son application. Nous voulons également déterminer leur impact sur les simulations. Pour l'ensemble des simulations qui seront faites, un maillage en $\lambda/10$ est nécessaire pour obtenir des coefficients de diffusion qui convergent. En outre, comme détaillé dans le premier chapitre, lorsqu'une surface rugueuse est simulée en utilisant la théorie des images, il est nécessaire de réaliser une symétrie de la géométrie et de lisser les bords. Des surfaces sont choisies de dimensions $200m \times 200m$, dont deux bandes de 8 m lissés de chaque côté.

3.2.1 Simulation d'une sphère

Les champs EM diffusés par une demi-sphère PC sur un plan infini PC et son équivalent par la théorie des images (TI) vont être tout d'abord comparés avec les champs diffusés par une sphère sans l'utilisation de la TI grâce à Elsem3D. Ceci a pour but de valider la partie du code qui implémente la TI. L'onde incidente est une onde plane polarisée verticalement. Le schéma (b) de la figure 3.1 est modélisé, c'est à dire une sphère éclairée par une onde plane avec appel à la fonction TI d'Elsem3D pour introduire la source image. Le cas (b) est équivalent au cas (a) d'après la TI. Nous comparons ensuite les résultats de cette simulation avec la somme des résultats des schémas (c) et (d). Pour ces deux configurations, la sphère est éclairée par une onde plane à incidence θ_i . Le coefficient de rétrodiffusion σ^o (voir définition Eq. 1.26) à θ_i est obtenu en sortie pour (c) et le coefficient de diffusion bistatique σ à $\pi - \theta_i$ pour (d). Cette dernière configuration revient à modéliser la source image du dessin (b).

Tout comme pour les configurations de surfaces de mer qui seront étudiées par la suite, l'onde incidente est polarisée verticalement. La fréquence est de 15 MHz et le rayon de la sphère est $R = 1$ m. On trace les parties réelle et imaginaire du coefficient de diffusion en polarisation verticale σ_{vv} (voir figure 3.2).

Nous constatons que les courbes se superposent parfaitement. Le coefficient de diffusion en polarisation horizontale σ_{vh} n'est pas représenté ici car il est nul. L'implémentation de la TI dans Elsem3D est correcte et peut donc être utilisée dans la suite de nos simulations.

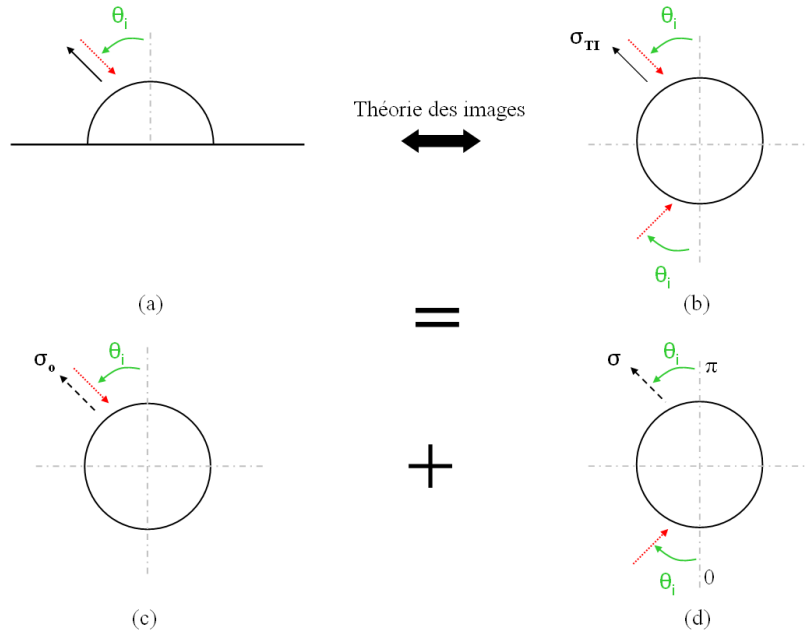


FIG. 3.1 – (a) Demi-sphère PC sur un plan infini PC, éclairée par une onde plane incidente à θ_i ; (b) schéma équivalent de (a) par la théorie des images, sphère PC éclairée par l'onde plane et son image ; (c) sphère éclairée par une onde plane pour le calcul du coefficient de rétrodiffusion monostatique σ^o ; (d) sphère éclairée par une onde plane pour le calcul du coefficient de diffusion bistatique σ .

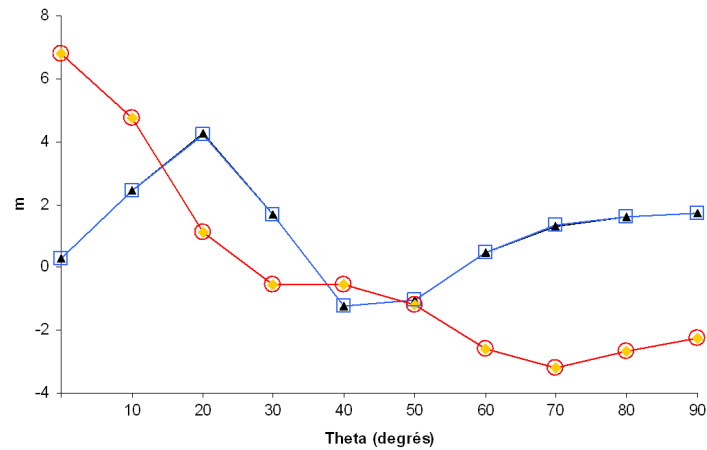


FIG. 3.2 – Comparaison des parties réelles et imaginaires des coefficients de diffusion σ_{vv} obtenu pour les différentes configurations de la figure 3.1, polarisation verticale en émission et réception : partie réelle correspondant à la configuration (b) (triangles noirs), partie imaginaire correspondant à la configuration (b) (losanges oranges), partie réelle correspondant à la somme des configurations (c) et (d) (carrés bleus), partie imaginaire correspondant à la somme des configurations (c) et (d) (ronds rouges).

3.2.2 Simulation d'une plaque

Il faut maintenant vérifier que le fait d'utiliser la TI ne modifie pas les résultats attendus. En effet, cette astuce de simulation ne doit pas avoir d'impact sur les interactions EM qui vont être étudiées. Pour cela, une comparaison va être réalisée entre l'amplitude du champ diffusé par un plan PC simulé avec la TI et celle calculée sur un plan PC classique grâce à un modèle asymptotique. Le modèle analytique est basé sur la théorie de l'optique physique [138]. Cette théorie suppose que le rayon de courbure de la surface est très grand devant la longueur d'onde de l'onde incidente. Elle est donc applicable au cas d'un plan dont le rayon de courbure tend vers l'infini.

On trace le coefficient de diffusion monostatique dans toute la demi-sphère supérieure au plan PC ($\theta_i \in [-90^\circ; 90^\circ]$ avec $\theta_i = 0^\circ$ normale au plan). Pour pouvoir comparer avec le code asymptotique, on trace en fait le coefficient de diffusion normalisé par rapport à la longueur d'onde de l'onde incidente λ_r , donné par $10 \log(\sigma_{vv}^o / \lambda_r^2)$.

Les deux courbes sont quasiment confondues en incidence normale et coïncident globalement assez bien. En effet, en incidence normale, 51,16 dB sont relevés avec Elsem3D et 50,99 dB avec le code asymptotique. Cette dernière valeur peut être calculée grâce à l'expression [138] :

$$10 \log \left(\frac{\sigma_{vv}^o}{\lambda_r^2} \right) = 10 \log \left(\frac{4\pi (abE^o / \lambda_r)^2}{\lambda_r^2} \right) \quad (3.1)$$

avec a et b longueurs des côtés de la plaque, E^o amplitude du champ électrique incident. Avec $a = b = 200$ m, $E^o = 1$ V/m et $\lambda_r = 20$ m, nous obtenons :

$$10 \log \left(\frac{4\pi (200 \times 200 \times 1/20)^2}{20^2} \right) = 50,99 \text{ dB} \quad (3.2)$$

Cependant, lorsque l'incidence est rasante $\theta \rightarrow \pm 90^\circ$, les deux modèles ne donnent plus tout à fait les mêmes résultats. Ceci est dû au fait que l'optique physique repose sur l'approximation d'un plan infini et qu'il n'y a donc pas d'effets de diffraction par les bords. Par ailleurs, à $\theta = 90^\circ$, la plaque est illuminée par le bord lissé avec le code exact.

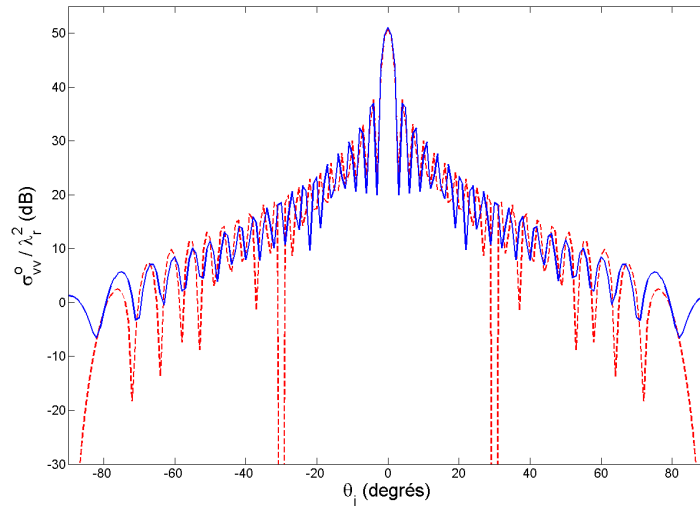


FIG. 3.3 – Comparaison du coefficient de diffusion monostatique normalisé par rapport à la longueur d’onde de l’onde incidente λ_r : $\sigma_{vv}^o / \lambda_r^2$ en fonction de l’angle d’incidence θ_i calculé avec Elsem3D (traits pleins bleus) et le code approché (tirets rouges), $\lambda_r = 20$ m.

Ainsi, il est difficile de comparer les deux courbes en incidence rasante. Par conséquent, l’amplitude du coefficient de rétrodiffusion est globalement vérifiée et l’application de la théorie des images ne perturbe pas la diffusion. Néanmoins, il n’est pas possible de conclure pour le cas $\theta = 90^\circ$ car le code approché n’est pas fait pour traiter cet angle.

3.2.3 Présentation du phénomène de résonance de Bragg

La surface va être complexifiée pour petit à petit aboutir à une surface de mer. Dans le chapitre précédent la surface de mer a été définie comme une somme de sinusoïdes dans la théorie linéaire des vagues. Nous allons donc tout d’abord nous intéresser à la surface la plus simple : une sinusoïde. Il s’agit d’une surface périodique qui va pouvoir entrer en résonance avec l’onde incidente sous certaines conditions. Cette résonance a été mise en évidence par Sir W.L. Bragg sur un cristal en 1912 [139]. Bragg démontre la possibilité de calculer la position des atomes dans un cristal en utilisant la façon dont ce réseau cristallin diffracte les rayons X¹. Dans notre cas, la sinusoïde se comporte comme un réseau diffractant ayant une périodicité. Il y aura « résonance de Bragg » (voir le schéma de la figure 3.4) lorsque toutes les ondes diffusées s’additionneront en phase pour donner une diffusion cohérente.

Il faut noter que nous changeons de notations pour les angles incident et diffusé pour établir les conditions de résonance de Bragg afin de ne pas confondre avec les angles définis dans Elsem3D (3.5). Dans les calculs théoriques nous utiliserons la notation Θ et pour les simulations EM, θ .

¹Ces travaux lui valent avec son père le prix Nobel de Physique en 1915.

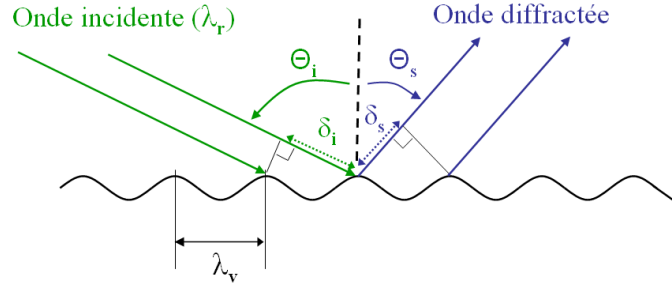


FIG. 3.4 – Illustration d’une onde incidente à Θ_i ayant une longueur d’onde λ_r sur une surface périodique ayant une longueur d’onde λ_v .

Ainsi, les conditions de **rétrodiffusion** sont :

- $\theta_i = \theta_s$ dans Elsem3D
- $\Theta_i = -\Theta_s$ dans les calculs théoriques

et de **diffusion avant** :

- $\theta_i = -\theta_s$ dans Elsem3D
- $\Theta_i = \Theta_s$ dans les calculs théoriques

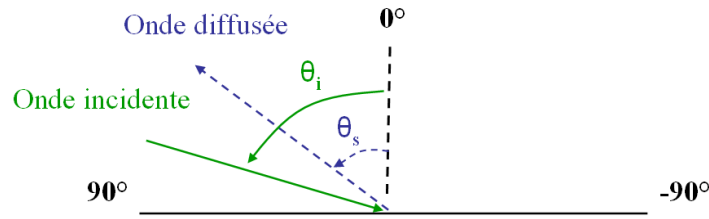


FIG. 3.5 – Définition des angles incidents et diffusés dans le logiciel Elsem3D

D’après le schéma 3.4, $\Theta_i \in \left[0; \frac{\pi}{2}\right]$. La différence de marche entre les ondes incidente et diffusée est définie par :

$$\delta = \delta_i - \delta_s \quad (3.3)$$

avec δ_i différence de marche de l’onde incidente et δ_s différence de marche de l’onde diffractée. Le déphasage entre les ondes est alors donné par :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_r} \quad (3.4)$$

λ_r est la longueur d’onde de l’onde incidente radar.

Pour qu’il y ait résonance de Bragg, il faut que les ondes soient en phase et donc que :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_r} = 2n\pi \quad n \in \mathbb{Z} \quad (3.5)$$

D'où

$$\delta_i - \delta_s = n\lambda_r \quad (3.6)$$

et

$$\frac{\lambda_v}{\lambda_r} (\sin \Theta_i - \sin \Theta_s) = n \quad (3.7)$$

λ_v est la longueur d'onde de la sinusoïde considérée.

A partir de l'équation 3.7, un cas particulier apparaît d'ores et déjà. En effet, si $\Theta_i = \Theta_s$ (**condition 1**) alors le problème devient indépendant de λ_v ou λ_v/λ_r et donc de la géométrie considérée. Ceci signifie qu'il y a toujours une direction privilégiée de diffusion qui correspond à la direction spéculaire et ce, indépendamment du type de surface et de la longueur d'onde de l'onde incidente.

Les conditions propres aux radars HF à ondes de surface vont être maintenant appliquées. En rétrodiffusion $\Theta_i = -\Theta_s$ (**condition 2**) ce qui implique :

$$2\lambda_v \sin \Theta_i = n\lambda_r \quad (3.8)$$

Ensuite, $\Theta_i = \pi/2$ soit (**condition 3**) :

$$\lambda_v = \frac{n\lambda_r}{2} \quad (3.9)$$

Comme vu précédemment, n doit être différent de 0 sinon nous retrouvons la (**condition 1**) et il vient de 3.9 que : $n > 0$. Finalement, tous les $n \in \mathbb{N}^*$ peuvent être solution.

Ainsi, la sinusoïde entre en résonance avec l'onde radar lorsque sa période est égale à un multiple de la moitié de celle du radar. Par conséquent dans le cas de la mer, les vagues de longueur d'onde $\lambda_v = \frac{n\lambda_r}{2}$ seront à l'origine d'une résonance maximale dans la direction de rétrodiffusion, en incidence rasante ($\Theta_i = \pi/2$).

De cette étude sur la résonance de Bragg, il faut retenir qu'il y aura toujours diffusion dans la direction spéculaire, quelque soit l'état de surface : plan, sinusoïde, surface rugueuse. Ceci se retrouve dans le cas de la réflexion sur un plan. Dans la direction de rétrodiffusion, il faut que la surface présente des conditions particulières de longueur d'onde en fonction de la longueur d'onde du radar pour qu'il y ait résonance de Bragg.

Ce phénomène de résonance de Bragg va donc être étudié sur des surfaces présentant une certaine rugosité et périodicité. Tout d'abord, nous allons nous intéresser à une surface sinusoïdale afin de déterminer le comportement de notre simulateur sur ce type de surfaces. Des surfaces sinusoïdales seront traitées et leurs caractéristiques seront voisines des surfaces de mer étudiées par la suite. Pour un état de mer Beaufort 4 et de hauteur significative $H_{mo} = 1.5m$, une surface de mer d'environ $180m \times 180m$ par exemple, doit être simulée pour être statistiquement représentative de l'état de mer (voir chapitre 2). Cette surface inclue les bords lissés : 10m de chaque côté. Nous considérerons donc dans ce chapitre des surfaces sinusoïdales de dimensions supérieures ou égales à $180m \times 180m$.

3.2.4 Simulation d'une surface sinusoïdale

Pour mettre en évidence le phénomène de Bragg, une surface sinusoïdale dont la période satisfait la condition (Eq. 3.9) pour $n = 1$: $\lambda_v = \frac{\lambda_r}{2}$ est tout d'abord étudiée. La surface choisie est invariante suivant y ce qui revient à une surface de type « tôle ondulée ». Sa hauteur est définie par :

$$h(x) = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_v}\right) \quad (3.10)$$

avec A amplitude de la sinusoïde. La fréquence est de 15 MHz, ce qui implique $\lambda_v = 10m$. Le coefficient de diffusion bistatique est étudié pour déterminer les directions de diffusion privilégiées. Dans l'équation 3.7, avec la condition $\lambda_v = 10m$ et $\Theta_i = \pi/2$, il existe deux valeurs de Θ_s pour lesquelles il y a résonance. En effet, il faut résoudre $1 - 2n = \sin \Theta_s$; ce qui aboutit à $n = 0$ et $n = -1$ donc $\Theta_s = \pm\pi/2$.

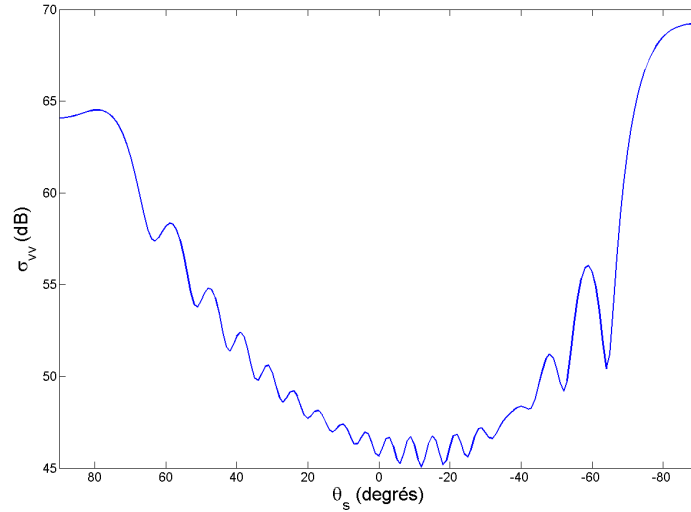


FIG. 3.6 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 90^\circ$ et $f = 15MHz$ sur une surface sinusoïdale de période $\lambda_v = 10m$, d'amplitude $A = 1,8m$ et de dimensions $200m \times 200m$. Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 90^\circ$ et la diffusion vers l'avant pour $\theta_s = -90^\circ$.

La figure 3.6 permet de vérifier qu'il existe un maximum dans la direction de rétrodiffusion et de diffusion avant. La diffusion est plus importante en diffusion avant qu'en rétrodiffusion. Ce cas correspond à la diffusion spéculaire comme évoqué plus tôt.

Un autre angle d'incidence est testé : $\theta_i = \Theta_i = 50^\circ$. Dans ce cas, la seule solution correspond à la direction spéculaire $\Theta_s = -50^\circ$. Ceci est confirmé par la figure 3.7 (ici $\theta_s = 50^\circ$ pour Elsem3D).

Les angles de diffusion associés à la résonance de Bragg et dans le cas d'une surface sinusoïdale ont donc été validés dans cette partie.

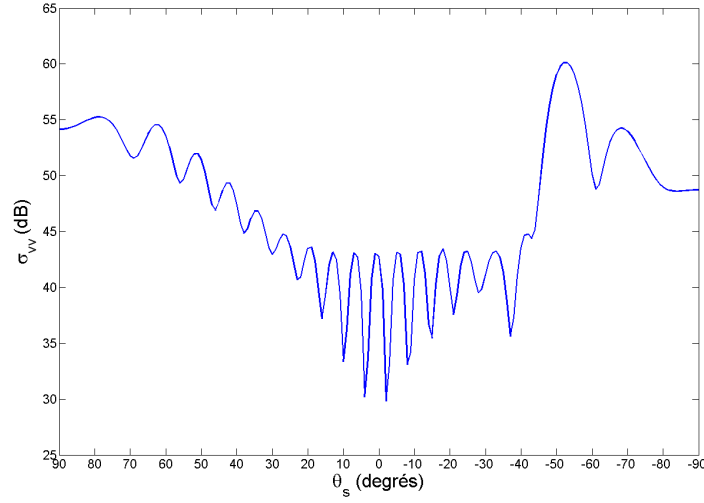


FIG. 3.7 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 50^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur une surface sinusoïdale de période $\lambda_v = 10\text{m}$, d'amplitude $A = 1,8\text{m}$ et de dimensions $200\text{m} \times 200\text{m}$. Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 90^\circ$ et la diffusion spéculaire pour $\theta_s = -50^\circ$.

3.2.5 Simulation d'une surface de mer

Le coefficient de diffusion bistatique va être maintenant tracé dans le cas d'une surface de mer. Il s'agit d'étudier la diffusion par une surface rugueuse qui est constituée d'une somme de sinusoïdes. Tout comme précédemment le coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} est visualisé pour des angles d'incidence différents. Différents états de mer sont étudiés : Beaufort 1 (uf=6 cm/s ; Hmo=0,2 m), Beaufort 2 (uf=12 cm/s ; Hmo=0,5 m) et Beaufort 4 (uf=19 cm/s ; Hmo=1,5 m). La fréquence est de 15 MHz et la direction du vent est fixée à $\theta_o = 0^\circ$. La fréquence angulaire de la vague qui va entrer en résonance avec le radar va être calculée afin de pouvoir la situer sur le spectre de mer et déterminer ainsi sa contribution à la diffusion. La condition de résonance de Bragg en rétrodiffusion, à $\theta_i = 90^\circ$ ($\Theta_i = -90^\circ$ dans 3.7) est donnée par :

$$\lambda_v = \frac{\lambda_r}{2} \quad (3.11)$$

Ce qui est équivalent en nombre d'onde à :

$$k_v = 2k_r \quad (3.12)$$

De plus, on sait d'après la relation de dispersion :

$$\omega_v = \sqrt{k_v g} \quad (3.13)$$

d'où

$$\omega_v = \sqrt{2k_r g} = \sqrt{\frac{4\pi g}{\lambda_r}} \quad (3.14)$$

soit pour $\lambda_r = 20\text{m}$:

$$\omega_v = \omega_B = 2,48 \text{ rad/s} \quad (3.15)$$

Cette valeur est reportée sur les spectres de mer associés aux états de mer Beaufort 1 figure 3.8, Beaufort 2 figure 3.9, Beaufort 4 figure 3.10. Ceci est un exemple pour identifier dans le spectre de mer la vague qui va entrer en résonance avec le radar.

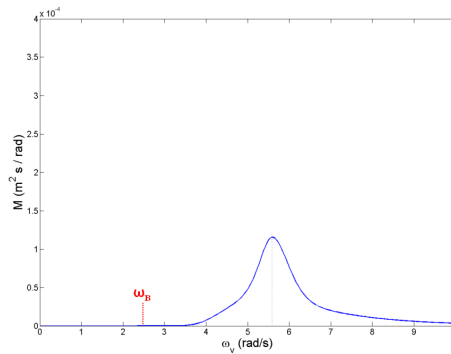


FIG. 3.8 – Spectre de mer de JONSWAP pour Beaufort 1 ($u_f=6 \text{ cm/s}$; $H_{m0}=0,2 \text{ m}$; $\theta_o = 0^\circ$) avec positionnement de la fréquence angulaire de Bragg $\omega_B = 2,48 \text{ rad/s}$ associée à la rétrodiffusion pour $\theta_i = 90^\circ$

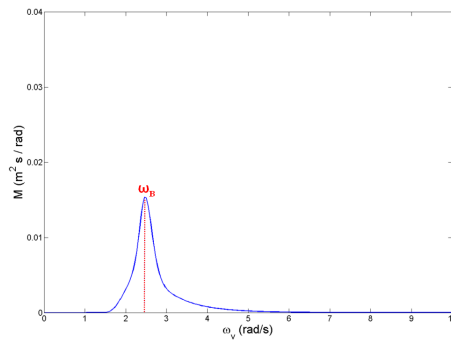


FIG. 3.9 – Spectre de mer de JONSWAP pour Beaufort 2 ($u_f=12 \text{ cm/s}$; $H_{m0}=0,5 \text{ m}$; $\theta_o = 0^\circ$) avec positionnement de la fréquence angulaire de Bragg $\omega_B = 2,48 \text{ rad/s}$ associée à la rétrodiffusion pour $\theta_i = 90^\circ$

D'après les figures 3.8, 3.9 et 3.10, la densité d'énergie et par voie de conséquence l'amplitude de la vague résonante diminue avec l'état de mer (il faut faire attention aux échelles différentes, il existe un facteur 10 entre Beaufort 4 et Beaufort 2 puis 100 entre Beaufort 2 et Beaufort 1). Ainsi nous nous attendons à avoir une diffusion de Bragg plus importante pour des états de mer élevés.

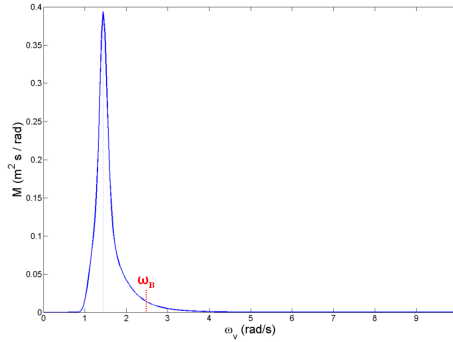


FIG. 3.10 – Spectre de mer de JONSWAP pour Beaufort 4 ($u_f=19$ cm/s ; $H_{m0}=1,5$ m ; $\theta_o = 0^\circ$) avec positionnement de la fréquence angulaire de Bragg $\omega_B = 2,48$ rad/s associée à la rétrodiffusion pour $\theta_i = 90^\circ$

Le critère de Rayleigh [140] est ensuite étudié pour déterminer si ces surfaces peuvent être considérées comme rugueuses ou non au sens de Rayleigh. Ceci permettra d'avoir une idée sur le comportement diffus du rayonnement par la surface. Lorsqu'une surface est très peu rugueuse, quasiment plane, l'onde est diffusée dans la direction spéculaire et l'onde est dite réfléchie

Pour une surface rugueuse de hauteur quadratique moyenne h_{rms} , le déphasage entre les ondes est donné par [140] :

$$\Delta\Phi = 2k_r h_{rms} \cos \theta_i \quad (3.16)$$

k_r est le nombre d'onde de l'onde incidente. La surface sera dite lisse si $\Delta\Phi$ est proche de 2π . Si $\Delta\Phi \neq 2\pi$, la réflexion spéculaire est atténuée et une diffusion dans toutes les directions apparaît. Une surface sera dite rugueuse si sa hauteur quadratique moyenne h_{rms} est telle que :

$$h_{rms} > H_R = \frac{\lambda_r \cos \theta_i}{8} \quad (3.17)$$

D'après cette expression, plus l'incidence tend vers des angles rasants c'est à dire que θ_i augmente, moins la surface est vue comme rugueuse. Cependant, le critère de Rayleigh ne peut plus être appliqué à 90° car cela n'a plus vraiment de signification. L'onde incidente ne voit plus l'ensemble des creux et crêtes de la surface. Il est difficile de définir un tracé de rayons.

Nous allons donc dans un premier temps considérer une onde incidente à 30° puis à 60° . Pour ces incidences, à 15 MHz, $H_{R30} = 2,16$ m et $H_{R60} = 1,25$ m respectivement. Les hauteurs quadratiques des surfaces de mer associées aux spectres tracés Fig. 3.8, 3.9 et 3.10 ont été calculées (comme détaillé dans le chapitre 2) et sont :

- à Beaufort 1 : $h_{rms} = 0,56$ m,
- à Beaufort 2 : $h_{rms} = 1,40$ m,
- à Beaufort 4 : $h_{rms} = 4,24$ m.

Si nous comparons ces valeurs avec H_{R30} et H_{R60} , nous constatons que les états de mer fixés correspondent à des surfaces assez peu rugueuses exceptées celles définies à Beaufort 2 et 4 lorsqu'elles

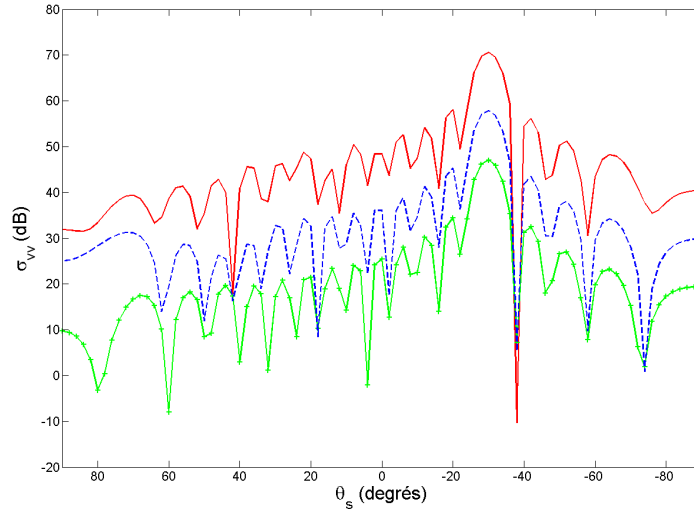


FIG. 3.11 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 30^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur une surface de mer de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$, pour des états de mer Beaufort 1 (traits pleins et croix verts), Beaufort 2 (tirets bleus), Beaufort 4 (traits pleins rouges). Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 30^\circ$ et la diffusion spéculaire pour $\theta_s = -30^\circ$.

sont éclairées à 30° . Nous nous attendons donc à observer un champ EM plus diffus dans ces deux derniers cas (B.2 et B.4 à $\theta_i = 30^\circ$) et à voir une composante réfléchie prédominante dans les autres cas (B.1, B.2, B.4 à $\theta_i = 60^\circ$ et B.1 à $\theta_i = 30^\circ$).

Sur les figures 3.11 et 3.12 les angles de diffusion sont ceux attendus : il y a diffusion principalement dans la direction spéculaire. La diffusion dans cette direction est aussi appelée « diffusion cohérente » car les champs diffusés par la surface s'ajoutent en phase de manière cohérente. Nous pouvons constater que même pour les cas B.2 et B.4 à $\theta_i = 30^\circ$ (Fig. 3.11), la diffusion cohérente est bien distincte et dominante. Finalement, le critère $h_{rms} > H_R$ n'est pas ici suffisamment restrictif puisque les surfaces que nous considérons apparaissent peu rugueuses.

En dehors de cette direction, nous vérifions que le rayonnement est plus diffus que dans le cas de la sinusoïde car cette fois-ci les surfaces présentent une rugosité (elles sont composées d'une somme de sinusoïdes). Il y a donc parmi ces composantes une sinusoïde qui satisfait les **(condition 2)** et **(condition 3)** vues précédemment plus d'autres composantes supposées non résonantes.

La figure 3.13 présente le cas de l'incidence rasante à $\theta_i = 90^\circ$. Contrairement à ce que nous avons pu observer dans le cas de la sinusoïde, il n'y a plus de rayonnement dominant en $\theta_s = \pm\pi/2$.

En incidence rasante, le rayonnement est étalé dans toutes les directions. Par contre, contrairement aux deux cas précédents, les champs rétrodiffusés deviennent aussi significatifs que ceux diffusés vers l'avant. Les composantes du champ s'additionnent en phase pour aboutir à une rétrodiffusion tout aussi importante que dans les autres directions.

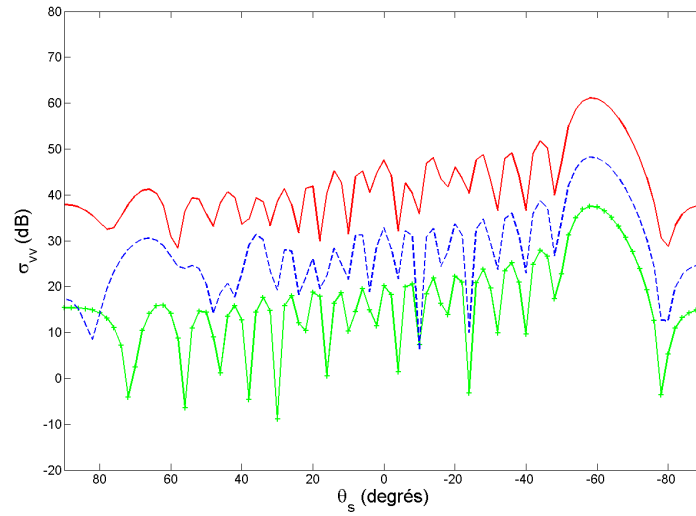


FIG. 3.12 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 60^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur une surface de mer de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$, pour des états de mer Beaufort 1 (traits pleins et croix verts), Beaufort 2 (tirets bleus), Beaufort 4 (traits pleins rouges). Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 60^\circ$ et la diffusion spéculaire pour $\theta_s = -60^\circ$.

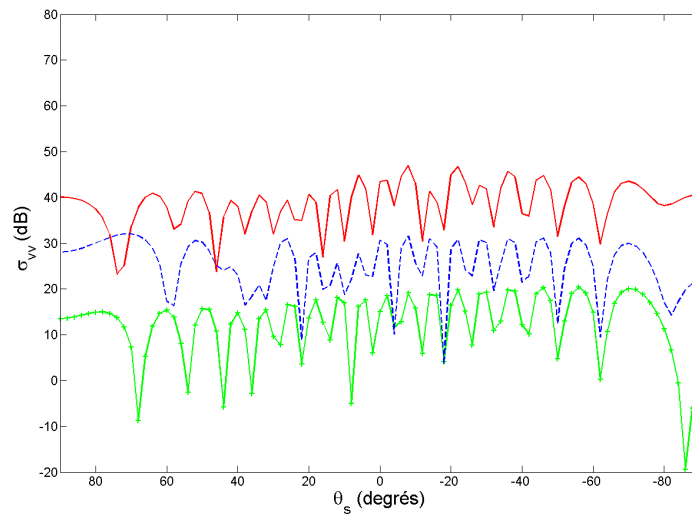


FIG. 3.13 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 90^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur une surface de mer de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$, pour des états de mer Beaufort 1 (traits pleins et croix verts), Beaufort 2 (tirets bleus), Beaufort 4 (traits pleins rouges). Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 90^\circ$ et la diffusion avant pour $\theta_s = -90^\circ$.

3.2.6 Effets des bords

Toutes les simulations précédentes ont été réalisées en présence des bords lissés qui permettent d'appliquer la théorie des images. Cependant, comme signalé dans le premier chapitre, leur impact sur le rayonnement global de la scène étudiée n'est pas connu. Ceci paraît d'autant plus important à considérer qu'à angles rasants l'onde incidente « attaque » la surface directement par un bord lissé. Nous allons donc nous intéresser dans cette partie aux effets des bords sur des surfaces statiques. La surface de mer est générée comme précédemment et le centre de la surface est remplacé (la partie utile non modifiée) par une sinusoïde ou un plan comme l'illustrent les schémas de la figure 3.14. Dans ce cas, les bords de la surface de mer qui ont été lissés, sont conservés. Nous cherchons à savoir si le coefficient de diffusion est sensible à la zone utile de la surface ou uniquement aux bords, dans le cas de la rétrodiffusion en angle rasant.

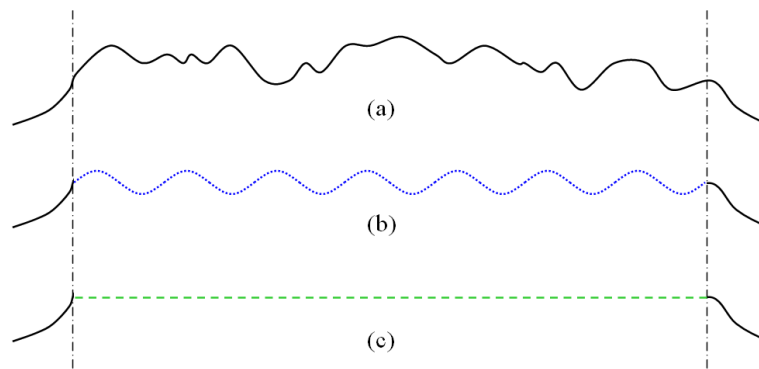


FIG. 3.14 – Illustration des surfaces simulées : mer avec bords lissés (a), sinusoïde avec bords lissés de la mer (b), plan avec bords lissés de la mer (c).

Les coefficients de diffusion de la figure 3.15 sont bien distincts les uns des autres y compris en incidence rasante où l'onde incidente « voit » principalement le front lissé. Nous pouvons également constater que la signature de la mer est beaucoup plus proche de celle de la plaque que celle de la sinusoïde. Ceci est en accord avec ce qui a été vu précédemment : la surface de mer apparaît peu rugueuse.

Nous pouvons conclure de ces courbes que la diffusion engendrée par les bords modifiés n'est pas prépondérante par rapport à la diffusion globale des surfaces étudiées. Il faut cependant garder en mémoire que ces simulations ont été réalisées sur des surfaces statiques. Ceci ne permet donc pas de savoir si le lissage aura ou non une influence sur les spectres Doppler qui seront tracés par la suite. Ainsi, une étude sur des surfaces dynamiques est nécessaire pour être en mesure d'affirmer que les bords n'ont aucun impact pour notre étude.

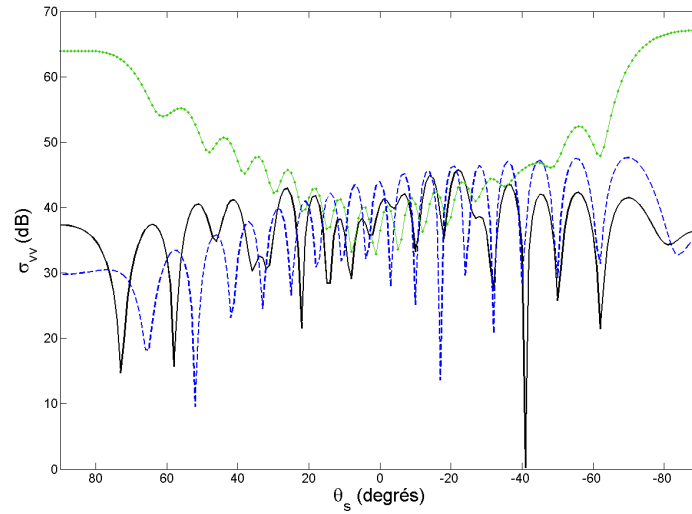


FIG. 3.15 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 90^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur des surfaces de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$: surface de mer à Beaufort 4 (traits pleins noirs), sinusoïde avec bords lissés de la mer (traits et ronds verts), plan avec bords lissés de la mer (tirets bleus). Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 90^\circ$ et la diffusion avant pour $\theta_s = -90^\circ$.

Par conséquent, les simulations sur des surfaces simples puis sur des surfaces de mer statiques ont permis de :

- vérifier l'implémentation de la TI dans le code Elsem3D
- comprendre le phénomène de résonance de Bragg
- vérifier que l'application de la TI, et plus particulièrement le lissage des bords, ne semble pas avoir d'effet sur le rayonnement global de la surface figée

A titre indicatif et pour illustrer ce qui a été évoqué dans le chapitre 1, des temps de calculs vont être donnés pour une surface de mer de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$, maillée en $\lambda/10$ avec λ longueur d'onde de l'onde incidente, à 15 MHz. Le tableau 3.1 compare les temps de calcul dans le cas d'une résolution par la méthode directe LU avec l'EFIE et dans celui de la méthode itérative de FMM appliquée à la CFIE.

Les calculs sont lancés sur un cluster constitué de processeurs Intel Itanium 2 de type Montecito bi-cœur. Chaque cœur est cadencé à 1.6 GHz et délivre 6.4 GFlops. Il y a 4 Go de mémoire disponible par cœur. Le cache L3 du processeur Montecito est partagé entre les deux cœurs et s'élève à 18Mo. Dans notre étude nous utilisons 4 processeurs soient 8 cœurs de calculs.

L'utilisation de la CFIE nous a obligé à considérer une surface fermée, condition réalisée lorsque la TI est appliquée, conduisant à la symétrie de la surface. Ceci a amené à un doublement du nombre d'inconnues. Cependant, le fait de doubler le nombre d'inconnues n'a pas eu pour conséquence d'augmenter le temps de calcul. En effet, cette configuration de surface a permis de sélectionner la fonction

Formulation EFIE Méthode directe LU	Formulation CFIE Méthode itérative FMM
24118 inconnues	48596 inconnues
23,14 min	0,75 min

TAB. 3.1 – Comparaison des temps de calculs et du nombre d’inconnues pour une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, maillée en $\lambda/10$, à $f = 15MHz$, pour deux types de résolution du problème EM : Formulation EFIE résolue par la méthode directe et Formulation CFIE résolue par la méthode itérative.

FMM dans le code Elsem3D et ainsi d’aboutir à des temps de calculs considérablement réduits par rapport à une méthode classique basée sur la formulation EFIE résolue par une méthode directe.

D’autres simulations ont été réalisées sur un ordinateur de bureau avec un processeur Intel Pentium (R) D cadencé à 3.2 GHz et 3.5 Go de mémoire RAM. Le temps de calcul atteint 8.44 min soit un facteur multiplicatif par rapport au cluster d’environ 11.

3.3 Validation sur des scènes dynamiques

Des surfaces en mouvement vont être simulées afin de mettre en évidence l’effet Doppler et de vérifier que notre outil permet de réaliser des études sur des surfaces en mouvement. Pour cela, des spectres Doppler vont être tracés après avoir explicité leur expression et caractéristiques. La validation se fera de la même manière que les paragraphes précédents. Nous commencerons par une surface simple de type sinusoïdale, puis nous enchaînerons par des surfaces de mer. Enfin, nous chercherons également à déterminer si les bords lissés ont un effet sur les SD tracés.

3.3.1 Présentation du spectre Doppler

3.3.1.1 Calcul du spectre Doppler

Avant de commencer à tracer des spectres Doppler, il est important de comprendre comment ces SD sont calculés et quel phénomène ils mettent en évidence. Nous nous plaçons dans le cas de la rétrodiffusion ($\theta_i = \theta_s = \pi/2$). Le SD est une courbe tracée dans le domaine fréquentiel. Il est calculé à partir d’une transformée de Fourier des champs diffusés par la scène éclairée par le radar au cours du temps. Il s’agit d’une densité spectrale de puissance définie par :

$$S(f, r) = \left| \int_0^{T_{obs}} \mathbf{E}_s(r, t) e^{-i2\pi ft} dt \right|^2 \quad (3.18)$$

$\mathbf{E}_s(r, t)$ représente le champ électrique complexe rétrodiffusé, T_{obs} correspond au temps d’observation.

L'expression 3.18 peut être discrétisée et redéfinie comme un périodogramme [141] :

$$S(k, r) = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{E}_s(n, r) e^{-i2\pi nk/N} \right|^2 \quad (3.19)$$

k correspond alors à la variable discrète fréquentielle et n à la variable temporelle. f est la fréquence et r la distance émetteur/récepteur. N est le nombre de réalisations de surfaces de mer tel que $T_{obs} = Ndt$, où dt est le temps d'échantillonnage. L'équation 3.19 fait apparaître la possibilité d'utiliser une transformée de Fourier rapide pour le calcul du spectre Doppler. Ainsi, à partir des champs diffusés pour les réalisations de surfaces de mer correspondant chacune à un temps d'échantillonnage, il suffira d'effectuer l'opération suivante :

$$S(k, r)_{dB} = 10 \log \left[\frac{|FFT(\mathbf{E}_s(n, r))|^2}{N^2} \right] \quad (3.20)$$

avec la définition de la FFT dans Matlab :

$$FFT(x(j)) = \sum_{j=1}^N x(j) e^{-i\frac{2\pi}{N}(j-1)(k-1)}.$$

Par ailleurs, comme établi dans le chapitre 1, le coefficient de rétrodiffusion est défini dans le code Elsem3D par :

$$\sigma_{vv}^o = \lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{4\pi r} \frac{E_{sv}}{E_{iv}} \quad (3.21)$$

Or $E_{iv} = 1$, nous avons donc directement accès à la valeur du champ rétrodiffusé. Nous pouvons alors récrire 3.20 avec 3.21. Les spectres qui seront tracés par la suite sont notés et calculés grâce à :

$$S(f)_{dB} = 10 \log \left[\frac{|FFT(\sigma_{vv}^o(n))|^2}{N^2} \right] \quad (3.22)$$

Pour ne pas confondre avec le nombre d'onde k , nous choisissons de conserver la notation f pour désigner la fréquence discrète.

3.3.1.2 Effet Doppler résultant d'une surface de mer en mouvement

La définition du spectre Doppler vient d'être donnée et le terme « spectre » a été explicité mais il reste maintenant à expliquer ce que représente l'effet « Doppler ». Lorsque l'onde incidente radar rencontre un objet mobile, l'onde diffusée présente un décalage en fréquence par rapport à l'onde incidente. Il s'agit là de l'effet Doppler². Si l'objet se déplace avec une vitesse de translation v alors le décalage fréquentiel f_d du signal reçu s'écrit (pour la démonstration du calcul voir [143]) :

$$f_d = \frac{2v}{\lambda_r} \quad (3.23)$$

²L'effet Doppler a été mis en évidence par le physicien autrichien Christian Doppler en 1842 [142].

avec λ_r longueur d'onde du radar. La vitesse v est en fait la vitesse radiale vue par le radar. Il s'agit de la projection du vecteur vitesse de la cible dans la direction de visée du radar.

Dans notre cas, la mer est la cible et est composée de plusieurs vitesses associées à chacune des p vagues. Dans notre étude, le chapitre 2 a montré que les vitesses C_{g_p} des p vagues de gravité de longueurs d'onde λ_{v_p} qui nous intéressent sont définies, en l'absence de courant, comme suit :

$$C_{g_p} = \frac{\omega_p}{k_p} = \sqrt{\frac{g}{k_p}} = \sqrt{\frac{g\lambda_{v_p}}{2\pi}} \quad (3.24)$$

Ainsi en remplaçant v dans 3.23 par C_{g_p} , le décalage Doppler devient pour chaque vague p :

$$f_{d_p} = \sqrt{\frac{2g\lambda_{v_p}}{\pi\lambda_r^2}} \quad (3.25)$$

Or il a été vu précédemment qu'il y a résonance de Bragg dans les conditions associées à l'application HFSWR, de rétrodiffusion (**condition 3**) et en incidence rasante (**condition 4**), si :

$$\lambda_v = \frac{\lambda_r}{2} \quad (3.26)$$

On en déduit alors le décalage Doppler f_B associé à la vague qui va entrer en résonance de Bragg avec l'onde radar :

$$f_B = \sqrt{\frac{g}{\pi\lambda_r}} \quad (3.27)$$

D'où :

$$f_B \approx 0,1 \sqrt{f_{r_{MHz}}} \quad (3.28)$$

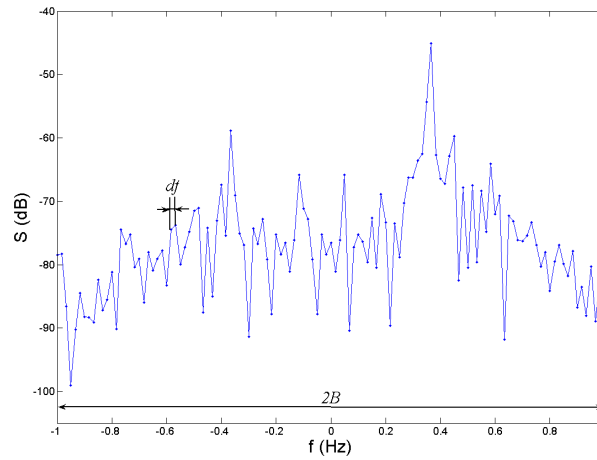
avec $f_{r_{MHz}}$ fréquence du radar en mégahertz.

Ainsi, le spectre Doppler va être composé des « signatures » des vitesses C_{g_p} des p vagues qui vont apparaître aux décalages Doppler f_{d_p} . Pour f_B , il y aura un maximum de puissance car l'onde radar entrera en résonance de Bragg avec la vague de longueur d'onde $\lambda_v = \lambda_r/2$. Bien sûr ceci n'est valable que si les (**condition 2**) et (**condition 3**) sont satisfaites. Ce maximum d'énergie va donner un pic appelé pic de Bragg ou raie de Bragg ou encore spectre du premier ordre.

3.3.1.3 Détermination des paramètres temporels des surfaces dynamiques pour le calcul du spectre Doppler

Avant de tracer les spectres Doppler, il est nécessaire de fixer les paramètres temporels de la simulation des surfaces dynamiques étudiées. En effet, ces paramètres sont directement liés au SD. La résolution fréquentielle df du SD va dépendre du temps total d'observation T_{obs} et la largeur de bande $2B$ du temps d'échantillonnage dt . On définit ainsi [144] :

$$df = \frac{1}{T_{obs}} \quad \text{et} \quad 2B = \frac{1}{dt} \quad (3.29)$$

FIG. 3.16 – Exemple de spectre Doppler avec la définition de df et $2B$

où $2B$ et df sont à fixer. La figure 3.16 donne un exemple de spectre Doppler pour bien comprendre ce que représentent ces paramètres.

Ici $df = 0,017$ Hz et $2B = 2$ Hz. df fixe la précision de SD et $2B$ donne la plage des décalages Doppler que l'on peut visualiser. Pour fixer la largeur de bande $2B$, il faut réfléchir aux décalages de fréquences Doppler que nous souhaitons observer. Dans le cas de la mer, le décalage Doppler associé à la résonance de Bragg est donné par $f_B \approx 0,1 \sqrt{f_{rMHz}}$. En HF, les fréquences sont comprises entre 3 et 30 MHz, ce qui est équivalent en décalage Doppler à $f_B \in [0,17; 0,55]$ Hz. Dans ce chapitre, nous allons chercher à retrouver la valeur théorique de la fréquence de la raie de Bragg, il faut que $2B > 2 \times 0,55$ Hz. Afin de visualiser plus que la raie de Bragg mais le spectre plus complet c'est à dire la signature des autres vagues, nous choisissons $2B = 4$ Hz soit $dt = 0,25$ s.

Ensuite, il est nécessaire de fixer la résolution fréquentielle. Celle-ci est directement liée au temps d'observation aussi appelé temps d'intégration cohérente car ce sont les champs diffusés complexes qui sont intégrés. Le temps d'intégration incohérente T_{inc} va correspondre à la durée pendant laquelle les intensités des spectres Doppler seront moyennés.

Nous nous sommes intéressés pour fixer T_{obs} à la littérature et aux mesures à notre disposition. Il est possible de décomposer les temps d'intégration utilisés dans la littérature en deux catégories correspondant à deux types d'application : océanographie et détection de cibles. Les temps de la première sont en général plus longs que ceux de la seconde. Ceci est dû au fait que les cibles observées (typiquement des bateaux) ont des vitesses plus élevées que celle des vagues. Une intégration trop longue ne permettrait plus de détecter cette cible.

Dans le domaine océanographique, les temps d'observation allant de 100 à 200 s sont classiquement utilisés. Barrick et al. [145, 146] fixent $T_{obs} = 200$ s ce qui leur permet d'analyser le spectre du premier ordre (raies de Bragg) et du second ordre qui entoure les raies de Bragg.

Gurgel [40] présente des spectres Doppler avec une résolution de $df = 0,01$ Hz ce qui équivaut à $T_{obs} = 100$ s. Il moyenne ensuite l'amplitude des spectres Doppler sur un temps d'intégration in-

cohérente de 9 min. De même, Trizna [147] fixe une résolution fréquentielle de $df = 0,01$ Hz mais prend un temps $T_{inc} = 30$ min pour déterminer les spectres directionnels de mer.

Dans le domaine de la détection de cibles, nous trouvons des temps d'observation globalement plus courts < 1 min. Baghdadi et Broche [144] réalisent des mesures sur $T_{obs} = 21$ s pour suivre une balise dérivante. Sevgi [148] quant à lui veut effectuer une surveillance maritime des bateaux et propose un simulateur permettant de tracer des SD avec des temps d'observation de 60 sec. Il moyenne ensuite une vingtaine de SD. L'ONERA a récemment déployé un radar HF à ondes de surfaces sur le littoral atlantique et réalisé une campagne de mesures. Celle-ci a pour but de détecter des cibles mais également de retrouver les paramètres caractéristiques de la mer (hauteur des vagues, direction du vent). Les temps d'observation sont autour de 60 s [16]. Les temps d'observation constatés peuvent être résumés dans le tableau 3.2 :

Application	Temps d'observation
Océanographie	40 à 200s
Détection de cible	autour de 60 s

TAB. 3.2 – Temps d'observation pris pour tracer un spectre Doppler en fonction des applications

Dans nos simulations, si la résolution est choisie de la façon suivante : $df \in [0,01; 0,02]$ Hz alors ceci va correspondre à des temps d'observation $T_{obs} \in [50; 100]$ s. Ces temps d'observation vont conduire à définir le nombre de réalisations de surface de mer. En effet : $T_{obs} = N_t \cdot dt$ avec N_t nombre d'échantillons temporels de surfaces et dt pas temporel entre chacune des réalisations. A dt fixé, le choix du temps d'observation va avoir une forte influence sur les temps de simulations. En effet, chaque surface de mer va être maillée et introduite dans le code électromagnétique. Il faut donc limiter le nombre de surfaces à simuler pour ne pas atteindre un temps total de calcul prohibitif pour former le SD. De plus, l'ONERA a mis à notre disposition des données du radar HF et celles-ci seront comparées à des SD simulés dans le prochain chapitre. Par conséquent, il faudra choisir en pratique des temps d'observation proches de ceux de l'ONERA c'est à dire $T_{obs} \in [50; 75]$ s soit 200 à 300 surfaces à générer suivant les cas étudiés. Nous verrons dans la suite que ceci est tout à fait suffisant pour visualiser les raies de Bragg et analyser le spectre du premier ordre.

En résumé :

Paramètres fréquentiels du Spectre Doppler	Paramètres temporels de la surface
$2B$	dt
4Hz	$0,25\text{s}$
df	T_{obs}
$[0,01; 0,02]$ Hz	$[50; 75]$ s

TAB. 3.3 – Equivalence entre les paramètres temporels de la surface en mouvement et les paramètres fréquentiels du spectre Doppler à tracer.

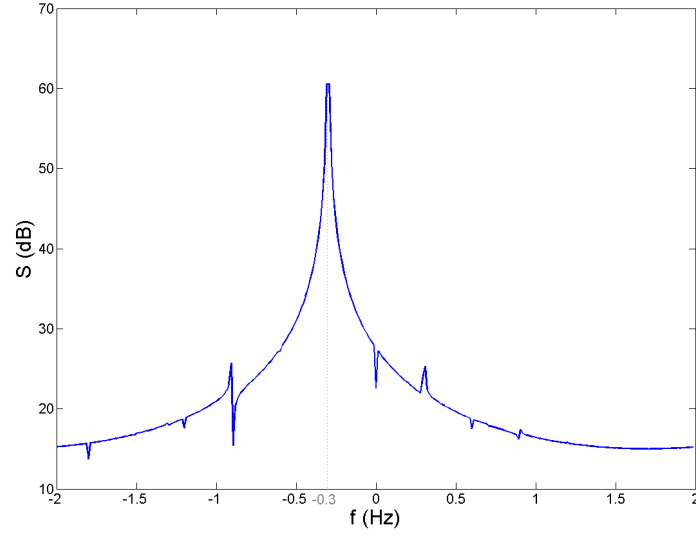


FIG. 3.17 – Spectre Doppler d'une surface sinusoïdale de dimensions $200m \times 200m$, d'amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$, pic en $-0,30$ Hz.

3.3.2 Simulation d'une surface sinusoïdale

Nous considérons une surface sinusoïdale en mouvement, de vitesse v de translation. Son expression est :

$$h(x, y, t) = A \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_v}(x + vt)\right) \quad (3.30)$$

Il s'agit donc d'une surface de type « tôle ondulée » se propageant suivant la direction $+\hat{x}$ au cours du temps. Elle s'éloigne du radar. Les mêmes conditions qu'en statique sont appliquées pour l'onde incidente, c'est à dire à 15 MHz et $\theta_i = 90^\circ$. De même, la période de la sinusoïde respecte la condition de résonance de Bragg $\lambda_v = \lambda_r/2 = 10m$. La vitesse de déplacement est fixée à $v = 3cm/s$. Le décalage Doppler théorique est alors donné par l'expression générale :

$$f_{d_{th}} = \frac{2v}{\lambda_r} \quad (3.31)$$

En appliquant les conditions de simulation, le décalage Doppler vaut :

$$f_{d_{th}} = \frac{2 \times 3}{20} = 0,30Hz \quad (3.32)$$

Le spectre Doppler (figure 3.17) est tracé pour un temps d'observation de $T_{obs} = 50s$ et un pas temporel $dt = 0,25s$.

Le maximum de puissance est positionné à $f_{d_{calc}} = -0,30$ Hz. Cette valeur correspond à la valeur théorique attendue.

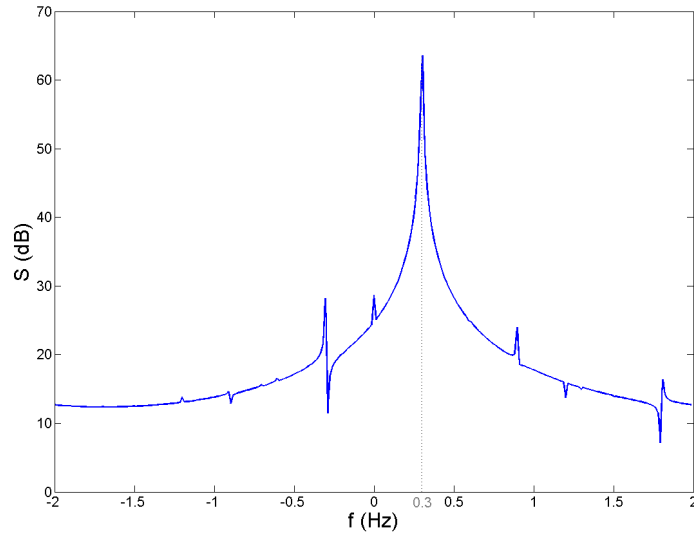


FIG. 3.18 – Spectre Doppler d'une surface sinusoïdale de dimensions $200m \times 200m$, d'amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $-\hat{x}$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$, pic en $+0,30$ Hz.

Le signe du décalage Doppler est négatif ce qui est en accord avec le fait que la sinusoïde se propage suivant $+\hat{x}$ et donc en s'éloignant du radar. La fréquence Doppler associée à une sinusoïde est ainsi validée. Le sens de propagation de la surface précédente est modifié pour qu'elle se déplace suivant la direction $-\hat{x}$. Elle est alors définie par : $h(x, y, t) = A \cdot \sin(2\pi/\lambda_v (x - vt))$. La figure 3.18 représente le SD associé.

Le décalage Doppler se produit bien dans les fréquences de signe opposé. La surface semble s'approcher du radar et engendre donc un décalage positif. Nous constatons la présence d'autres pics sur les deux courbes 3.17 et 3.18. Ils se situent à des fréquences multiples du pic principal : $\pm 0,3$; $\pm 0,6$; $\pm 0,9$ Hz et constituent donc des harmoniques de cette fréquence. Cette partie a permis de vérifier le décalage Doppler induit par une surface de type sinusoïdal animée d'une vitesse.

3.3.3 Simulation d'une surface de mer

Le spectre Doppler d'une surface de mer évoluant dans le temps va être maintenant étudié afin de valider la position de la raie de Bragg. De la même manière que pour la surface sinusoïdale, nous allons simuler une surface de mer qui s'éloigne du radar et une autre qui s'en rapproche. La fréquence radar est toujours de 15 MHz et l'angle d'incidence de 90° . Le décalage Doppler associé à la raie de Bragg peut alors être calculé par :

$$f_{B_{th}} \approx 0,1 \sqrt{f_{r_{MHz}}} \approx 0,39Hz \quad (3.33)$$

La surface de mer est définie à Beaufort 4 avec les mêmes caractéristiques spatiales que précédemment et des paramètres temporels tels que : $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25$ s ce qui équivaut à générer 300 réalisations de mer. La figure 3.19 présente le spectre Doppler correspondant à une surface qui s'éloigne du radar.

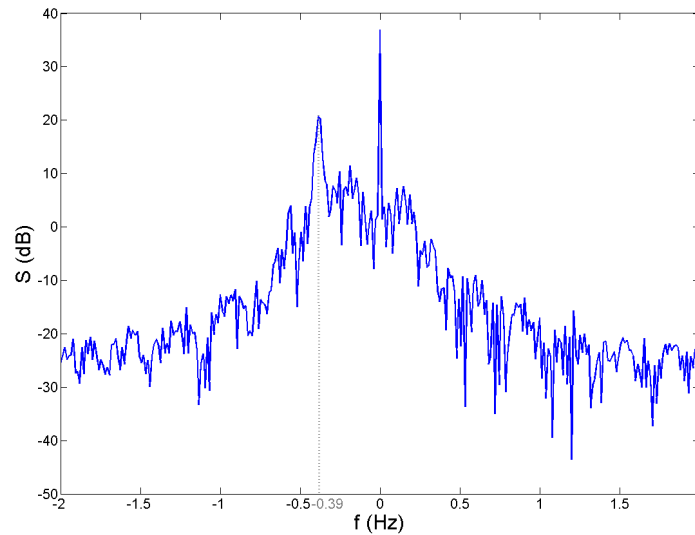


FIG. 3.19 – Spectre Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, se propageant en s'éloignant du radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25$ s. Raie de Bragg simulée en $-0,39$ Hz. Raie de Bragg théorique en $-0,39$ Hz.

La raie de Bragg est positionnée au décalage Doppler théorique. Le spectre Doppler présente une forte contribution en 0. Ce « 0-Doppler » est dû majoritairement aux points fixes en $z = 0$. Ces points sont situés sur les bords que nous avons introduits pour appliquer la théorie des images. Leur impact sera étudié plus précisément dans le paragraphe suivant. Nous pouvons également observer que le spectre Doppler est beaucoup moins lisse que dans le cas de la surface sinusoïdale. Ceci s'explique par le fait que la surface est maintenant composée d'une somme de sinusoïdes ayant chacune leur propre vitesse. Il apparaît ainsi la signature des autres vagues.

Le spectre Doppler est maintenant calculé dans les mêmes conditions mais à d'autres fréquences : 9 MHz (figure 3.20) et 28 MHz (figure 3.21). Les raies de Bragg associées doivent être positionnées théoriquement en $-0,26$ Hz et $-0,53$ Hz respectivement.

Cette fois-ci la raie de Bragg sur la figure 3.20 tracée à 9 MHz n'est plus exactement positionnée à la fréquence théorique. Il existe une erreur relative d'environ 15 %. A 28 MHz, elle est siutée au décalage Doppler attendu. Le SD de la figure 3.22 est tracé pour une surface qui se propage vers le radar. La raie de Bragg est située globalement au bon décalage Doppler et elle est observée dans les fréquences positives.

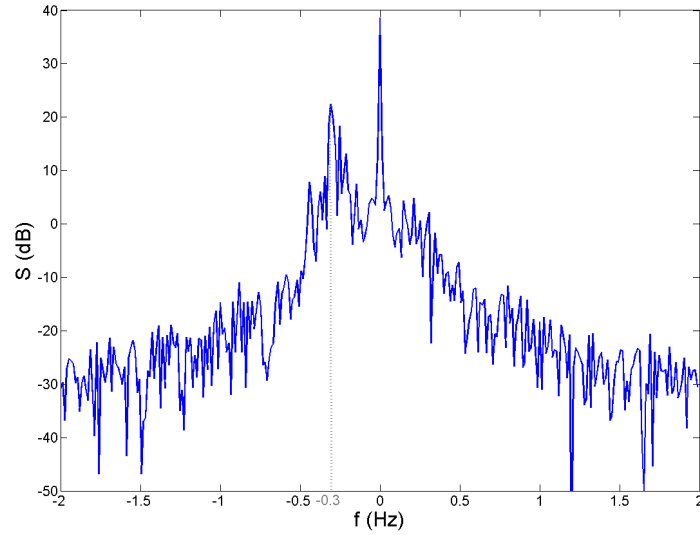


FIG. 3.20 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, se propageant en s’éloignant du radar, $f = 9MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$. Raie de Bragg simulée en $-0,30$ Hz. Raie de Bragg théorique en $-0,26$ Hz.

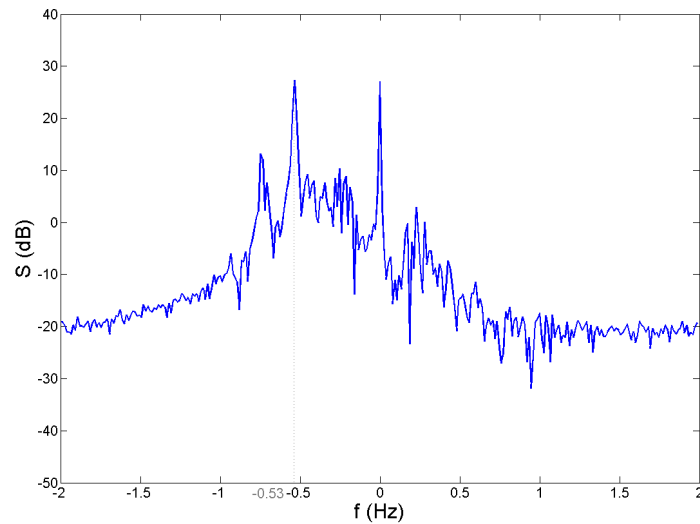


FIG. 3.21 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, se propageant en s’éloignant du radar, $f = 28MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$. Raie de Bragg simulée en $-0,53$ Hz. Raie de Bragg théorique en $-0,53$ Hz.

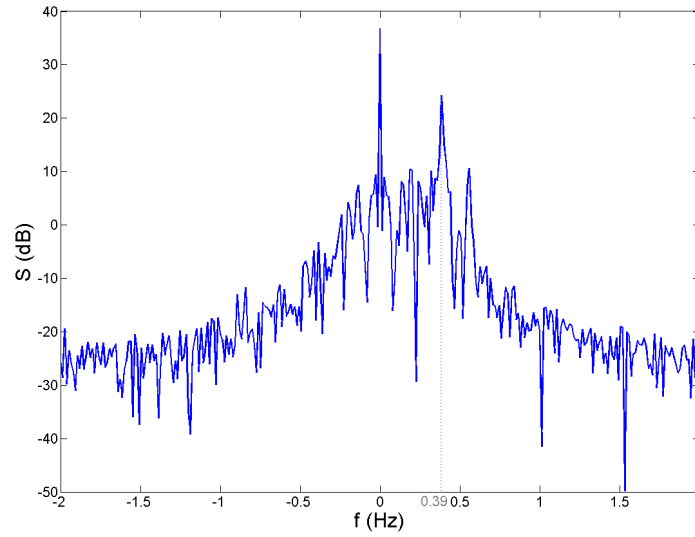


FIG. 3.22 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, se propageant vers le radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$. Raie de Bragg en $+0,39$ Hz

Ainsi, nous avons vérifié que nous observions bien une raie de Bragg en incidence rasante associée à la vague de longueur d’onde égale à la moitié de celle du radar. Le décalage Doppler correspondant a été testé pour différentes fréquences radar. Nous avons pu constater qu’il peut présenter une imprécision sur la position de la raie de l’ordre de 15 % dont il faudra tenir compte par la suite. Nous n’avons pas pu identifier la ou les cause(s) de cette imprécision.

Les SD présentés (Fig. 3.19 à 3.22) font également apparaître des pics autour de la raie de Bragg, appelés second ordre du spectre. Il est engendré par les interactions EM et hydrodynamiques (ce point sera détaillé dans le chapitre 4). A ce stade de l’étude nous pouvons pas étudier cet élément du SD. En effet, dans la partie suivante nous allons étudier l’impact des bords lissés sur le SD et nous discuterons de la modification du niveau du second ordre.

3.3.4 Effets des bords

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons vu que les bords lissés ne semblaient pas affecter la rétrodiffusion en incidence rasante par une surface de mer statique. Cependant, dans la mesure où l’altitude des points sur les bords est modifiée et à chaque réalisation, cela peut perturber la vitesse de ces points. Or, notre étude consiste en l’analyse de spectres Doppler qui donnent justement une information sur la vitesse des objets étudiés. Ainsi, nous pouvons nous demander si les bords lissés n’ont pas un effet sur le SD. Les hauteurs h des points sur les bords ont été multipliées par des coefficients d’atténuation allant de 0 pour le point complètement à l’extérieur à 1 pour le dernier point lissé. L’altitude modifiée s’écrit alors : $h' = a \times h$ avec a coefficient multiplicatif $\in [0; 1]$.

Ceci signifie que la vitesse du point lissé est :

$$\frac{dh'}{dt} = a \frac{dh}{dt} \quad (3.34)$$

La relation 3.34 permet de voir que la vitesse des bords lissés est inférieure à celle des bords de la surface originale. Ceci peut donc avoir une influence sur le spectre Doppler et particulièrement dans les faibles décalages Doppler. En effet, le décalage Doppler est proportionnel à la vitesse de l'objet. Afin de constater ce possible effet des bords, la contribution de ces points dans la diffusion de la surface va être supprimée. A cet effet, les courants sur les bords vont être annulés et le calcul du champ lointain rayonné ne prendra plus en compte la diffusion par ces points. Ce filtre artificiel a été implémenté par l'ONERA dans le logiciel Elsem3D pour remplir ce besoin. Avant de calculer le spectre Doppler il est nécessaire de vérifier que cette fonction d'annulation donne les résultats attendus. Ainsi, la figure 3.23 permet de visualiser les courants sur la surface.

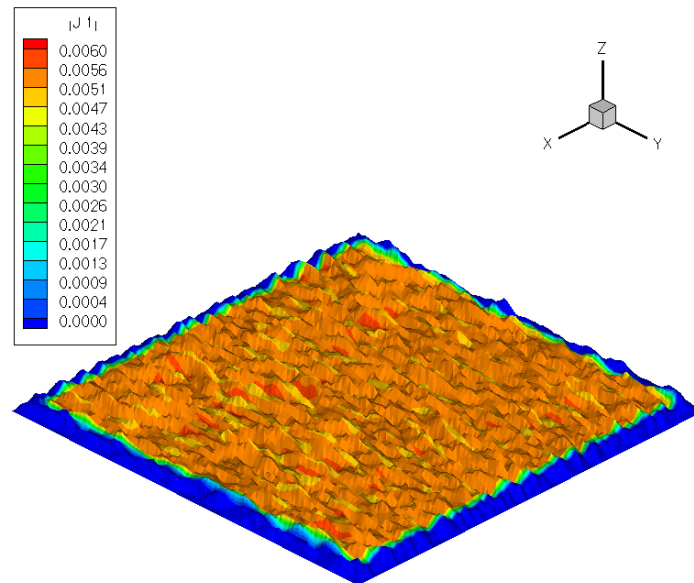


FIG. 3.23 – Visualisation du module du courant électrique en (A) sur une surface de mer avec annulation des courants sur les bords lissés

Nous vérifions bien que les courants sont quasi nuls sur les bords de la surface. La figure 3.24 établit la comparaison des SD avec et sans annulation des courants sur les bords, pour une surface sinusoïdale dans les mêmes conditions que précédemment.

Nous pouvons observer sur la figure 3.24 que l'allure du SD est assez bien conservée lorsque les courants de bords sont annulés. Il existe cependant un écart global entre les courbes d'environ 2 dB et des différences plus importantes sont visibles au niveau des harmoniques. Il y a apparition d'une harmonique sur la courbe avec annulation des courants sur les bords à 0,6 Hz.

Nous allons maintenant nous intéresser à une surface océanique. La surface et la configuration radar restent identiques à celles du paragraphe précédent. La figure 3.25 établit la comparaison entre le SD « classique » et le SD avec annulation des courants sur les bords.

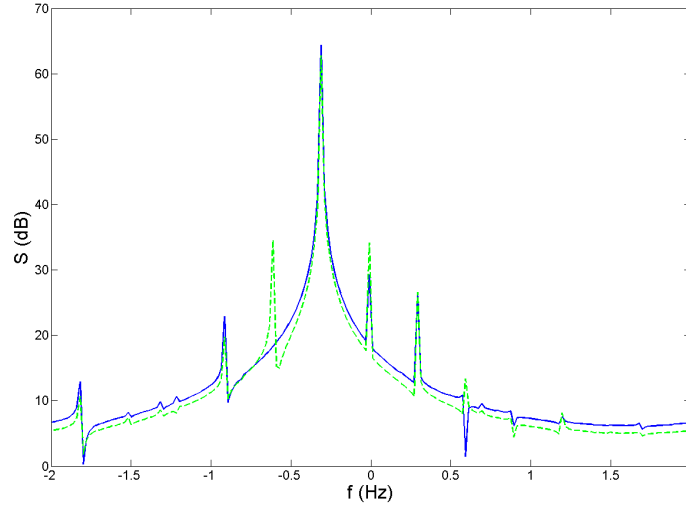


FIG. 3.24 – Comparaison des spectre Doppler d’une surface sinusoïdale de dimensions $200m \times 200m$, d’amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $-\hat{x}$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$, avec annulation des courants sur les bords (traits pleins bleu) et les prenant en compte (tirets verts).

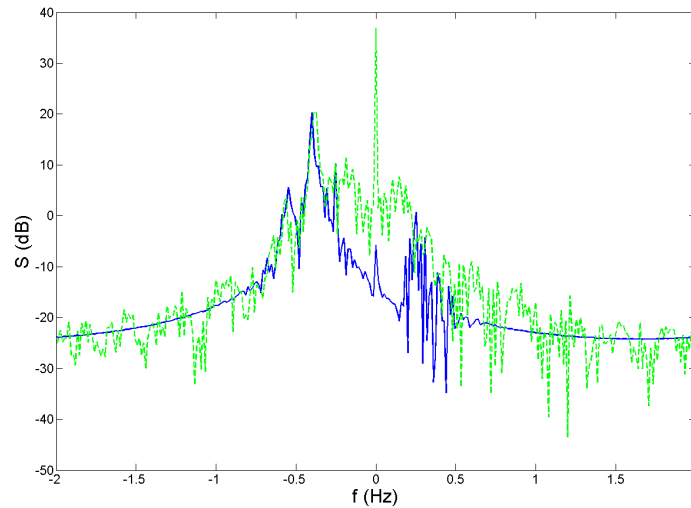


FIG. 3.25 – Comparaison de spectres Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, se propageant en s’éloignant du radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$, avec les bords (tirets verts), avec annulation des courants sur les bords (traits pleins bleu)

Il y a une très forte différence entre les deux courbes. Le SD pour lequel l'effet des bords a été supprimé est bien plus lisse que le SD « classique ». Par ailleurs, il présente davantage l'allure « en cloche » du SD tracé pour une surface sinusoïdale. De plus, le pic situé au « 0-Doppler » est considérablement atténué. Ceci s'explique car nous avons supprimé la contribution des points fixes. Les bords lissés semblent introduire un bruit autour de la courbe et ont une signature particulièrement élevée dans les faibles décalages Doppler comme attendu. Ainsi, la contribution des bords lissés est très importante et il apparaît nécessaire d'annuler les courants sur cette partie de surface altérée. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons donc la fonction d'annulation des courants. Par ailleurs, une zone de pics apparaît de manière plus visible dans les décalages Doppler positifs, sur la courbe du SD avec suppression des courants. Une étude sera réalisée dans le prochain chapitre pour tenter d'expliquer ces oscillations.

3.3.5 Effets du temps d'observation

L'influence du temps d'observation sur le spectre Doppler va être étudiée dans cette partie. Nous avons fixé jusqu'à présent le temps d'observation en fonction de celui utilisé par l'ONERA lors de sa campagne de mesure afin de pouvoir ensuite faire des comparaisons. Il est cependant intéressant de voir l'impact sur le SD d'une variation de T_{obs} .

La surface de mer est à Beaufort 4 et le temps d'échantillonnage de $dt = 0,25s$. Nous faisons varier le temps d'observation ou encore de manière équivalente, le nombre de réalisations temporelles de mer N_t . La figure 3.26 présente les SD pour $T_{obs} = 50s$, $T_{obs} = 75s$ et $T_{obs} = 100s$ correspondant à $N_t = 200$, $N_t = 300$ et $N_t = 400$ respectivement. Ceci équivaut également à des résolutions fréquentielles df de : 0,02, 0,013 et 0,01 respectivement.

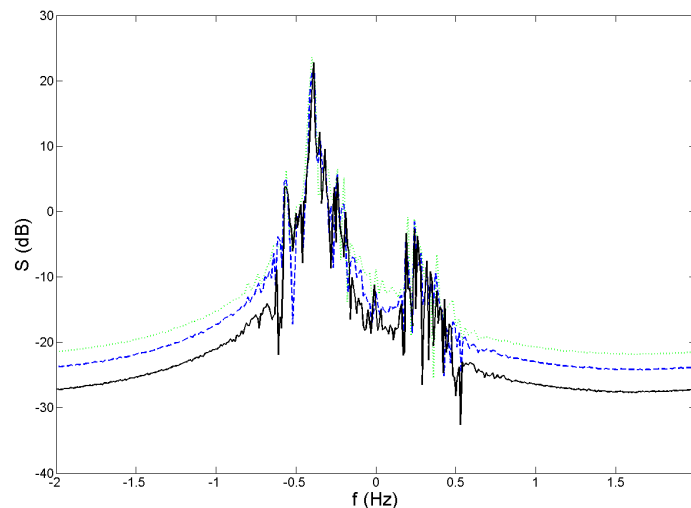


FIG. 3.26 – Comparaison de spectres Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$, à $f = 15MHz$, $dt = 0,25s$, $T_{obs} = 50s$ (pointillés verts), $T_{obs} = 75s$ (tirets bleus), $T_{obs} = 100s$ (traits pleins noirs)

Les différentes courbes de la figure 3.26 font apparaître que plus le temps d'observation est long et plus l'amplitude globale du spectre autour de la raie de Bragg diminue. Il existe également un écart sur le niveau de la raie de Bragg (2dB entre les courbes à $T_{obs} = 75s$ et $T_{obs} = 100s$) dû à la résolution fréquentielle. Le fait que le spectre entourant la raie de Bragg diminue avec le nombre de réalisations s'explique par l'utilisation de la transformée de Fourier discrète. En effet, le SD est défini à partir d'une transformée de Fourier discrète du signal calculée grâce à l'algorithme de la FFT. Afin de comprendre le problème, nous allons prendre un exemple simple.

Soit un signal monofréquence $x(t)$ échantillonné tous les multiples de la période d'échantillonnage T_e . Le signal échantillonné s'écrit $x(nT_e) = Ae^{i2\pi f_o n T_e}$ avec T_e temps d'échantillonnage, f_o fréquence du signal et A amplitude du signal. La fréquence discrète est alors donnée par $f = \frac{k}{NT_e}$ avec N nombre d'échantillons.

Sa transformée de Fourier discrète peut être calculée comme suit :

$$X\left(\frac{k}{NT_e}\right) = \sum_{n=0}^{N-1} x(nT_e) e^{-2i\pi n T_e \frac{k}{NT_e}} \quad (3.35)$$

$$X\left(\frac{k}{NT_e}\right) = \sum_{n=0}^{N-1} A e^{i2\pi f_o n T_e} e^{-2i\pi \frac{nk}{N}} \quad (3.36)$$

On pose $f_o = \frac{k_o}{NT_e}$. Dans le cas où f_o est un multiple de la fréquence d'échantillonnage c'est à dire $k_o = mk$ alors :

$$X\left(\frac{k}{NT_e}\right) = NA \delta(k - k_o) \quad (3.37)$$

$\delta(k - k_o)$ représente la fonction Dirac en f_o . L'Eq. 3.37 correspond à un Dirac d'amplitude NA en f_o .

Si $k_o \neq k$, c'est à dire que la fréquence du signal n'est plus un multiple de la fréquence d'échantillonnage, on obtient :

$$X\left(\frac{k}{NT_e}\right) = A \frac{1 - e^{2i\pi n(f_o T_e - \frac{k}{N})}}{1 - e^{2i\pi(f_o T_e - \frac{k}{N})}} \quad (3.38)$$

Dans l'équation 3.38, on ne retrouve plus la transformée de Fourier théorique du signal. Les quantités $S(k)_{dB} = 10 \log \left| \left(X\left(\frac{k}{NT_e}\right)^2 / N^2 \right) \right|$ qui sont équivalentes à l'opération réalisée pour tracer nos SD vont être tracées dans le cas où $k_o = k$ et $k_o \neq k$. Deux valeurs de N vont être également testées pour $k_o \neq k$ afin de comprendre l'impact du changement du nombre d'échantillons. La valeur de $X\left(\frac{k}{NT_e}\right)$ est calculée en appliquant la FFT du signal à $x(nT_e)$.

Voici le code Matlab qui permette de tracer $S(k)_{dB}$ dans le cas où f_o est un multiple de la fréquence d'échantillonnage f_e :

```
Te = 1;
A = 10;
N = 500;
t = [0:N-1]*Te;
fe = [0:N-1]/N/Te;
f0 = 0.3;
x = A*exp(2i*pi*(f0*t));
S = abs(fft(x)).^2/N^2;
SdB = 10*log10(S);
plot(fe,SdB)
```

Nous allons tout d'abord tester le cas où f_o est égale à la fréquence d'échantillonnage $f_o = f_e = 0,3$ Hz avec $N = 500$, puis $f_o \neq f_e$ soit $f_o = 0,333$ Hz avec $N = 500$. Enfin, nous allons chercher à déterminer l'impact du paramètre N en fixant $N = 1000$ dans le cas $f_o \neq f_e$ soit $f_o = 0,333$ Hz. Les $S(k)_{dB}$ associés à ces trois cas sont représentés figure 3.27.

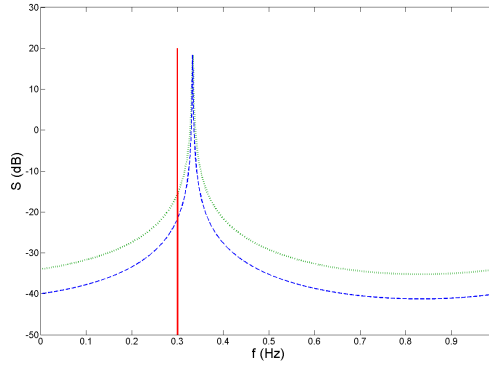


FIG. 3.27 – Tracés de $S(k)_{dB}$ pour $N = 500$; $f_o = f_e = 0,3$ Hz (traits pleins rouges), $N = 500$; $f_o = 0,333$ Hz (pointillés verts) et $N = 1000$; $f_o = 0,333$ Hz (tirets bleus).

Les résultats théoriques présentés précédemment se retrouvent : lorsque f_o est un multiple de f_e il y a bien un Dirac en f_o et son amplitude est donnée par $10 \log(10^2) = 20\text{dB}$ (valeur indépendante de N). Dans le cas où $f_o \neq m f_e$, le pic est élargi et son atténuation dépend du nombre d'échantillons. Quand N augmente, le niveau du spectre autour du pic est plus faible et le pic est plus étroit. Ceci se retrouve dans la courbe de spectre Doppler présentée figure 3.26. Ainsi, augmenter le nombre d'échantillons et donc le temps d'observation T_{obs} équivaut à avoir une meilleure résolution sur le pic de résonance et abaisse le niveau du spectre autour de la résonance. T_{obs} a donc un fort impact sur le second ordre du spectre autour de la raie de Bragg. Si l'on cherche cependant uniquement à analyser la position de cette raie et à visualiser des tendances ou comportements relatifs (comparaisons de SD pour différents états de mer, dans le cas de mer polluée ou non, etc.), ce qui est l'objet de notre étude,

il n'est pas nécessaire d'intégrer sur des temps très longs. Dans le prochain chapitre qui a pour objectif d'analyser les SD, nous prendrons des temps d'observation voisins de 60s pour nous placer dans les mêmes conditions que la campagne de mesures réalisées par l'ONERA. Ceci permettra de comparer les résultats.

3.3.6 Moyenne de spectres Doppler

Après avoir vu l'effet d'un changement du temps d'observation ou temps d'intégration cohérente, nous allons étudier l'influence du temps d'intégration incohérente T_{inc} . Nous nous intéressons alors maintenant au SD moyenné ou périodogramme moyenné. En effet, comme évoqué plus tôt dans ce chapitre, les SD mesurés sont en général moyennés [147, 40] afin d'obtenir une courbe plus lisse. De même, en simulation, nous pouvons calculer une moyenne sur une vingtaine de SD [148] ou plus [65], autour de 80 selon la méthode de Monte Carlo [88]. Il s'agit de faire la moyenne de L spectres Doppler indépendants calculés chacun sur un temps T_{obs} . On a alors $T_{inc} = L \cdot T_{obs}$ car les SD sont disjoints. Le schéma de la figure 3.28 illustre la façon dont sont calculés les SD présentés au cours de ce chapitre ainsi que le SD moyenné.

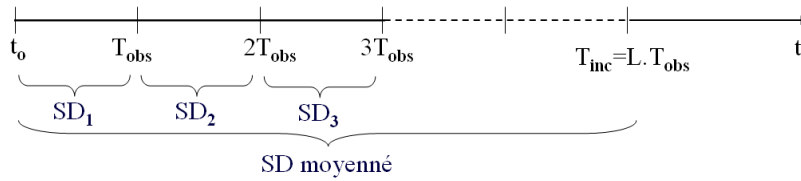


FIG. 3.28 – Illustration des temps utilisés pour le calcul du SD et du SD moyenné

En fait, réaliser une moyenne de SD n'est pas tout à fait équivalent en mesure et en simulation. En effet, ceci vient de la définition du terme « SD indépendants ». En mesure, les SD sont considérés indépendants lorsqu'au bout du temps $t_o + T_{obs}$ la surface de mer n'est plus corrélée avec celle observée à t_o . Barrick [149] évalue à 25s le temps au bout duquel la surface est décorrélée, quelque soit l'état de mer. En revanche, en simulation, la corrélation pendant le temps T_{obs} est assurée par le même tirage de phases aléatoires φ_n pendant cette durée. La décorrélation entre les SD est alors réalisée par un nouveau tirage aléatoire de φ_n dans l'expression 3.39.

$$h(\mathbf{r}, t_e) = \sum_{n=1}^N A_n(\mathbf{k}_{vn}) \cos(\mathbf{k}_{vn} \cdot \mathbf{r} - \omega_{vn} t_e + \varphi_n), \quad (3.39)$$

avec A_n amplitude de chacune des n vagues, $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$ vecteur position, \mathbf{k}_{vn} vecteur d'onde de la mer, ω_{vn} fréquence angulaire et t_e temps d'échantillonnage.

Ceci fait apparaître une limite du modèle de mer choisi. Autour du temps T_{obs} , à $T_{obs} - \delta t$ et $T_{obs} + \delta t$, les hauteurs des vagues ne sont pas corrélées alors que c'est le cas en réalité.

En simulation, l'expression du spectre Doppler moyenné va être déterminée par :

$$SD_{\text{moyenné}} = \hat{S}(f) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L S_i(f) \quad (3.40)$$

avec L nombre de SD à moyenner. En utilisant Eq. 3.22, Eq. 3.40 est équivalente à :

$$\hat{S}(f)_{dB} = 10 \log \left[\frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \frac{|FFT(\sigma_{i_{vv}}^o(n))|^2}{N^2} \right] \quad (3.41)$$

$\hat{S}(f)_{dB}$ est tracé en fonction du nombre L de SD qui ont été moyennés afin de déterminer l'impact de la moyenne sur le spectre. Pour cela, la surface de mer est définie comme précédemment (figure 3.25). Chaque SD est calculé à partir de 300 réalisations temporelles de mer soit : $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$. Un nouveau tirage aléatoire des φ_n est réalisé entre chaque SD puis \hat{S} est calculé grâce à l'équation 3.40. En raison des temps de calculs importants, nous nous sommes limités à la simulation de 32 SD indépendants ($L \in [1; 32]$) ce qui représente en appliquant les temps de calcul donnés au début de ce chapitre 3.1 : $300 \times 0,75 \times 32 = 120$ h de calcul EM et environ 30h de pré- et post-traitement. Des SD moyennés obtenus sont tracés sur la figure 3.29.

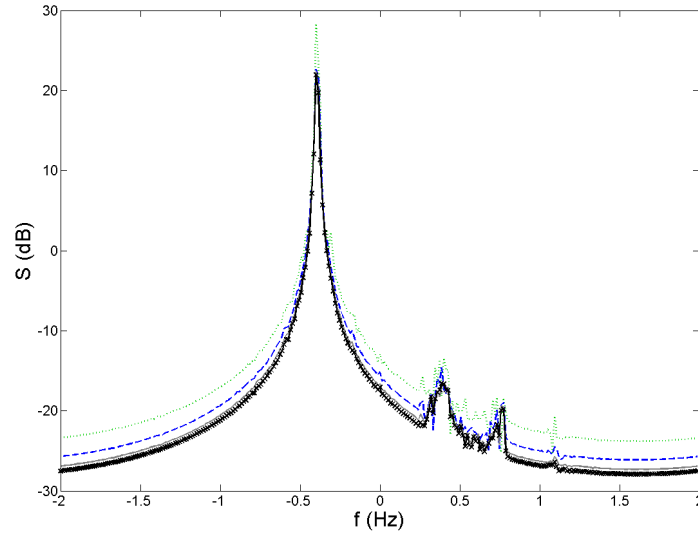


FIG. 3.29 – Spectres Doppler moyennés à partir d'un nombre de SD égal à : 2 (pointillés verts), 10 (tirets bleus), 22 (traits pleins gris), 32 (traits pleins et croix noirs), avec une surface de mer à Beaufort 4, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$, et $f = 15MHz$

Ces courbes permettent de voir qu'il y a une convergence vers la courbe moyennée sur 32 SD. Nous observons également que l'allure des $\hat{S}(f)_{dB}$ est toujours la même, les mêmes phénomènes sont visibles sur chacune d'elles. Nous allons nous intéresser à la rapidité de convergence des moyennes.

A cet effet, l'erreur quadratique est étudiée et définie par :

$$E_L = \frac{\|\hat{S}_{32} - \hat{S}_L\|}{\|\hat{S}_{32}\|} \quad (3.42)$$

avec $\|\hat{S}\| = \sqrt{\sum_{j=1}^N \hat{S}(j)^2}$ où N est le nombre d'échantillons temporels et \hat{S}_L est le SD moyenné à partir de L spectres Doppler.

L'erreur quadratique E_L est représentée en fonction du nombre de spectres moyennés L sur la figure 3.30. La courbe fait apparaître une vitesse de convergence assez rapide avec trois principaux paliers : à 6, 14 et 22 SD moyennés.

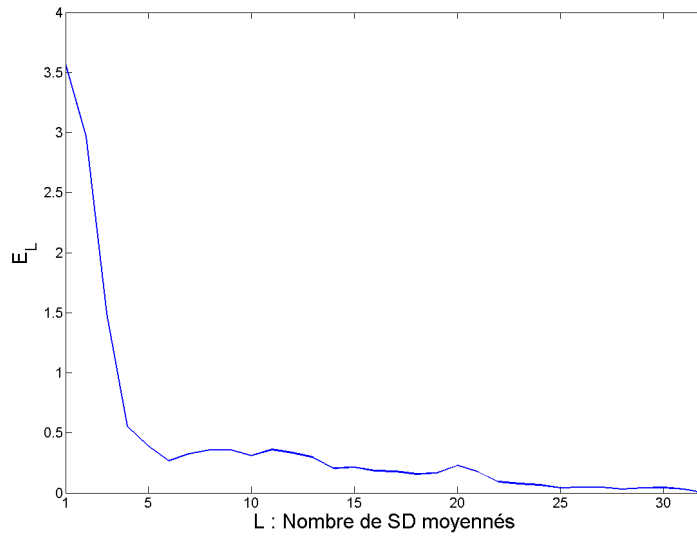


FIG. 3.30 – Erreur quadratique E_L en fonction du nombre L de SD moyennés

Pour une analyse qualitative et une interprétation de l'allure des SD, il n'est pas nécessaire de réaliser une moyenne de SD. Un SD unique permet de déterminer la position de la raie de Bragg et d'analyser le comportement global de cette courbe. De plus, dans la suite de notre étude nous réaliserons des simulations comparatives et nous raisonnerons sur des comportements relatifs. Nous n'aurons donc pas besoin de connaître précisément les amplitudes des SD. Cependant, dans le cas où une comparaison des amplitudes entre SD mesurés et simulés doit être faite, il est évident qu'il faut reprendre en simulation les mêmes conditions qu'en mesure c'est à dire même T_{obs} et même T_{inc} .

3.4 Discussion sur les ondes de surfaces

Après avoir présenté des simulations ayant permis de valider certains éléments tels que l'application de la théorie des images, la résonance de Bragg et le décalage Doppler, nous allons revenir sur la discussion entamée dans le premier chapitre sur la présence de l'onde de surface dans notre configuration. Dans ce premier chapitre, il a été démontré qu'une onde de surface peut exister sur une surface

PC si celle-ci présente une courbure, une rugosité ou une périodicité. Nous nous sommes appuyés pour cela sur la littérature et nous avons également présenté un calcul analytique dans le cas d'une surface PC périodique. Cette dernière s'est faite sur une surface de type sinusoïdale or le modèle de mer choisi décompose précisément la surface en une somme de sinusoïdes. Par ailleurs, nous avons vu dans ce calcul que les vagues ayant une longueur d'onde inférieure à la longueur résonante de Bragg participent à la propagation des ondes de surface. Après avoir étudié la littérature et présenté une démonstration, nous allons dans cette partie discuter de la présence de l'onde de surface dans les simulations sur des surfaces de mer. Il faut pour cela observer si l'onde est propagative suivant \hat{x} et \hat{y} (le long de la surface) et évanescence suivant \hat{z} c'est à dire dans le volume supérieur à la surface. Soit une surface de mer à Beaufort 2 illuminée en incidence rasante. Le champ diffusé par cette surface est visualisé dans un plan (P) positionné tel que sur la figure 3.31. Il se situe au milieu de l'axe des x et atteint une hauteur de 25m suivant \hat{z} . L'onde incidente arrive suivant la direction $+\hat{x}$.

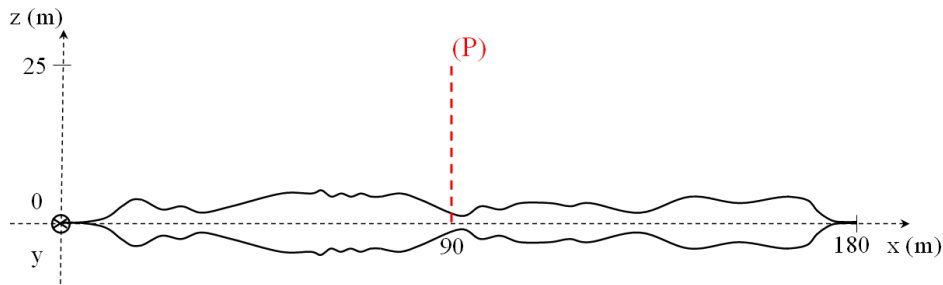


FIG. 3.31 – Illustration de la position du plan (P) dans lequel le champ diffusé est calculé.

La figure 3.32 représente le module de chacune des composantes E_x , E_y , E_z du champ électrique ainsi que la norme du champ E_s dans le plan (P) pour une fréquence de 15 MHz.

La composante E_z sur la figure 3.32 prédomine sur les autres. Ceci se retrouve sur la figure du module du champ qui a strictement la même allure que celle correspondant à E_z . De plus, nous pouvons voir sur cette dernière que l'intensité du champ est maximale au voisinage de la surface. Il faut cependant faire attention au fait qu'au niveau des points d'intersection du plan (P) avec la surface et des points de (P) en dessous de la surface, les champs EM ne sont pas significatifs. Très peu de champ est diffusé dans le volume supérieur comme le précise l'agrandissement figure 3.33. Nous vérifions ainsi que l'onde est confinée à la surface, ce qui se rapproche des caractéristiques d'une onde de surface. Il reste à voir si l'onde se propage sur de grandes distances en \hat{x} et \hat{y} sans être trop fortement atténuée. Nous ne pouvons cependant pas répondre à cette question car il faudrait pouvoir simuler une surface de plusieurs kilomètres de long. Ceci engendrerait un trop grand nombre d'inconnues pour être traité. Nous pourrions envisager une simulation en 2D pour réduire ce nombre d'inconnues mais ceci n'est pas possible avec Elsem3D. Nous avons donc vérifié certains éléments qui permettent de penser que l'onde excitée est une onde de surface mais nous ne pouvons pas complètement le démontrer.

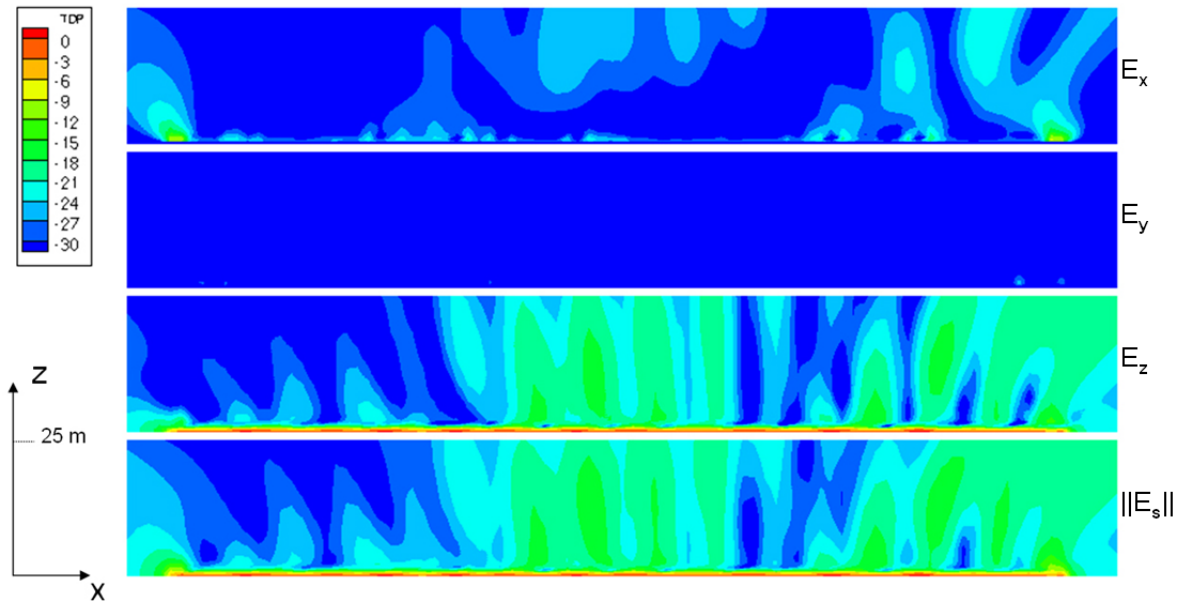


FIG. 3.32 – Norme en dB des composantes E_x , E_y , E_z et du champ électrique $\|E_s\|$ (de haut en bas) du champ E_s diffusé par une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, pour $uf = 12$ cm/s et $Hmo = 0,5$ m, $\theta_o = 0^\circ$, à $f = 15MHz$, tracé dans le plan (yOz) à l'abscisse $x = 90m$.

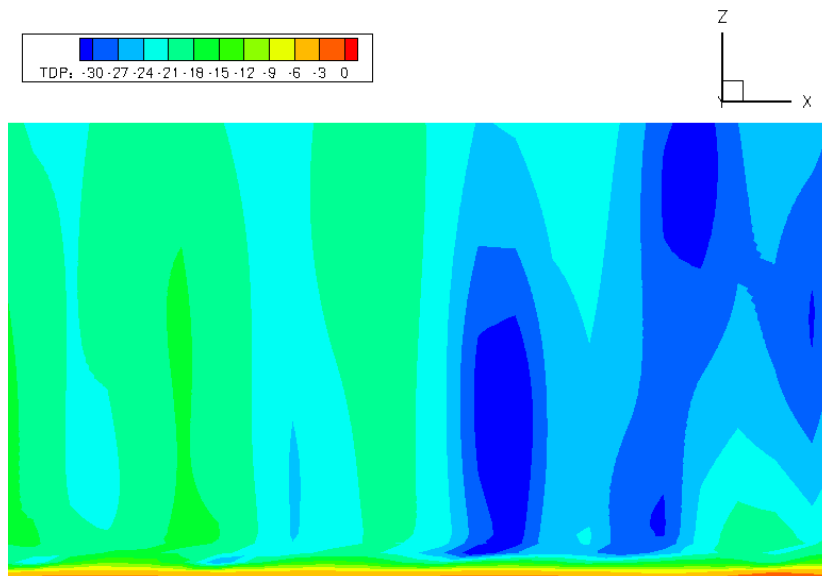


FIG. 3.33 – Norme en dB du champ électrique diffusé E_s par une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, pour $uf = 12$ cm/s et $Hmo = 0,5$ m, $\theta_o = 0^\circ$, à $f = 15MHz$, tracé dans le plan (yOz) à l'abscisse $x = 90m$, avec zoom sur la surface de mer.

3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vérifié les hypothèses introduites dans le premier chapitre. L'application de la théorie des images a été validée sur une sphère ainsi que sur une surface plane. L'effet de Bragg a été présenté et les directions de diffusions ont été mises en évidence sur des surfaces sinusoïdales puis des surfaces océaniques. Par la suite, les interactions EM avec des surfaces en mouvement ont été simulées. Nous avons pu analyser l'effet Doppler résultant du mouvement d'une cible. Il a également été démontré que dans le cas d'une surface de mer variant dans le temps, le décalage fréquentiel Doppler associé à la résonance de Bragg dépend de la fréquence radar : $f_B \approx 0,1 \sqrt{f_{r_{MHz}}}$. Ce décalage f_B a été validé pour différentes fréquences radar. Ce chapitre a également apporté une réponse à la question de l'influence des bords lissés sur la diffusion EM par la surface. Il est apparu essentiel de supprimer leur effet en dynamique et ceci a été rendu possible grâce à l'annulation des courants de bords. Après cela, nous avons étudié l'influence du temps d'observation et de la moyenne sur les SD. Nous avons choisi pour cette étude qui repose sur une analyse qualitative de SD (comparaisons d'allures de courbes et positionnement de la raie de Bragg), de ne pas prendre des temps excessivement longs et de ne pas moyennner. En revanche, pour des comparaisons avec des mesures, il est important de tenir compte des temps utilisés lors des relevés. Enfin, nous avons poursuivi la discussion entamée dans le chapitre 1 sur la présence de l'onde de surface. L'analyse des champs dans une coupe transversale de la surface a révélé la présence d'une onde localisée à la surface et très faible dans le volume supérieur. L'aspect propagation sur de grandes distances de cette onde n'a cependant pas pu être traité. Il n'a donc pas pu être complètement confirmé par la simulation que l'onde de surface peut être excitée par une onde plane sur une surface PC, constituée d'une somme de sinusoïdes.

Le tableau 3.4 résume l'ensemble des points vérifiés au cours de ce chapitre. Ceux-ci nous permettent donc maintenant de tracer des spectres Doppler et de les analyser ; ceci est l'objet du prochain chapitre.

Éléments à valider	Simulation	Validation
Implémentation de la TI dans Elsem3D	sphère	✓
Amplitude des champs lorsque la TI est utilisée	plan	✓
Angles de diffusion en présence de résonance de Bragg	sinusoïde/mer	✓
Effet des bords lissés en statique	plan/sinusoïde/mer	✓
Décalage Doppler induit par une surface en mouvement	sinusoïde	✓
Décalage Doppler associée à la vague résonante de Bragg	mer	✓
Effet des bords lissés en dynamique	sinusoïde/mer	✓
Génération de l'onde de surface	mer	~

TAB. 3.4 – Bilan sur les vérifications réalisées : ✓ élément validé, ~ élément partiellement validé

Chapitre 4

Analyse des spectres Doppler

Résumé — Ce chapitre s'appuie sur les différents éléments du simulateur développés précédemment. Les principales caractéristiques des SD disponibles dans la littérature sont présentées ainsi que les méthodes qui permettent de retrouver les paramètres océanographiques à partir de ceux-ci. Ensuite, l'ensemble des différentes composantes des SD simulés est étudié et notamment leur comportement en fonction des paramètres d'entrées tels que l'état de mer ou la configuration du radar. Par la suite les SD simulés sont comparés à la littérature puis aux mesures faites par l'ONERA ; les conditions d'apparition des deux raies de Bragg sont mises en évidence. Enfin, l'étude de l'influence d'un film de polluant, présent sur la surface de mer est réalisée, grâce à l'analyse des SD simulés.

4.1 Objectifs

Les trois premiers chapitres ont permis de développer les différentes composantes du simulateur et de présenter des éléments de validation. Nous appelons ici « composante » du SD les parties positive, négative ou nulle du spectre. L'objectif de ce chapitre est d'analyser le comportement du SD en fonction des différents paramètres d'entrée associés au radar et à la surface de mer. Il a également pour but de comparer les spectres Doppler simulés avec des SD publiés et mesurés.

Dans un premier temps, notre attention va se porter sur l'étude du SD en lui-même. Il s'agit de connaître l'efficacité à détecter de faibles amplitudes et la sélectivité en fréquence de la résonance de Bragg ainsi que d'en caractériser l'influence sur le SD. Par la suite, les différentes composantes du SD seront étudiées afin d'améliorer la lecture de ce dernier. Enfin, l'influence des paramètres de la surface de mer tels que la force et la direction du vent sera étudiée.

Dans un deuxième temps, une comparaison avec des SD publiés sera réalisée. Celle-ci aura pour but de déterminer si les SD simulés sont en accord avec la littérature. Après cela, la comparaison se fera avec des données mesurées par le radar HF à ondes de surface de l'ONERA. Ceci permettra d'évaluer la capacité du simulateur à fournir des SD représentatifs de la réalité physique.

Pour finir, un film de polluant sera introduit sur la surface de l'océan pour évaluer la capacité du radar HF à ondes de surface à détecter ce type de pollution.

4.2 Spectre Doppler et océanographie

Dans cette partie, nous allons relier le SD aux paramètres physiques de la mer. Ceci va permettre de comprendre l'intérêt du SD pour caractériser l'état de mer. Dans la dernière partie chapitre 2, nous avons supposé que le pétrole ou la nappe de polluant en général pouvait être pris en compte en exerçant localement une pression surfacique sur la mer. Ceci conduit à un changement de la hauteur des vagues et de leur vitesse de propagation, et donc de l'état de la surface de la mer. Le SD fournissant des informations sur l'état de mer, il présente tout son intérêt dans notre étude.

Crombie [22] a initié les travaux sur les spectres Doppler en identifiant le phénomène de résonance de Bragg sur le spectre. Cette résonance est à l'origine des pics ou raies de Bragg observées sur les SD. Crombie détermine également que ces raies sont la signature des vagues de longueur d'onde égale à la moitié de la longueur d'onde du radar (voir chapitre 3). Ces pics constituent le spectre du premier ordre. Depuis, de multiples études se sont penchées sur le SD. Elles ont permis d'analyser le spectre du second ordre et de calculer certains paramètres océanographiques. Nous allons dans cette partie présenter certains de ces paramètres et quelques méthodes qui permettent de les déterminer. Nous donnerons également quelques exemples de radar HF ayant permis la mesure de SD.

4.2.1 Modèle du spectre Doppler du premier ordre et du second ordre

Bien après Crombie (1955) [22], Barrick a étudié en 1972 les SD et a établi un modèle approché permettant de calculer le spectre du premier ordre et du second ordre [32]. Il décompose la surface équivalente radar (SER) $\sigma_{SER}(\omega)$ ¹ en polarisation verticale en deux termes :

$$\sigma_{SER}(\omega) = \sigma_{SER_1}(\omega) + \sigma_{SER_2}(\omega) \quad (4.1)$$

$\sigma_{SER_1}(\omega)$ représente le terme du premier ordre, $\sigma_{SER_2}(\omega)$ le second ordre du spectre ou continuum du second ordre et ω est la pulsation du radar (en rad/s). La figure 4.1 illustre ces deux principales composantes du spectre. Ce SD est composé de deux raies de Bragg, l'une dans les décalages Doppler positifs et l'autre négatifs. Il apparaît donc deux types de mouvement des vagues : l'un correspondant à un train de vagues qui se rapproche du radar (décalage Doppler positif) et l'autre qui s'en éloigne (décalage Doppler négatif).

La figure 4.1 montre également que les raies de Bragg peuvent subir un décalage fréquentiel supplémentaire en présence de courant marin.

¹ La surface équivalente radar ou section efficace radar $\sigma_{SER_{\alpha\beta}}$ en polarisation d'émission α et de réception β est liée au coefficient de diffusion par la relation : $\sigma_{SER_{\alpha\beta}} = |\sigma_{\alpha\beta}|^2$

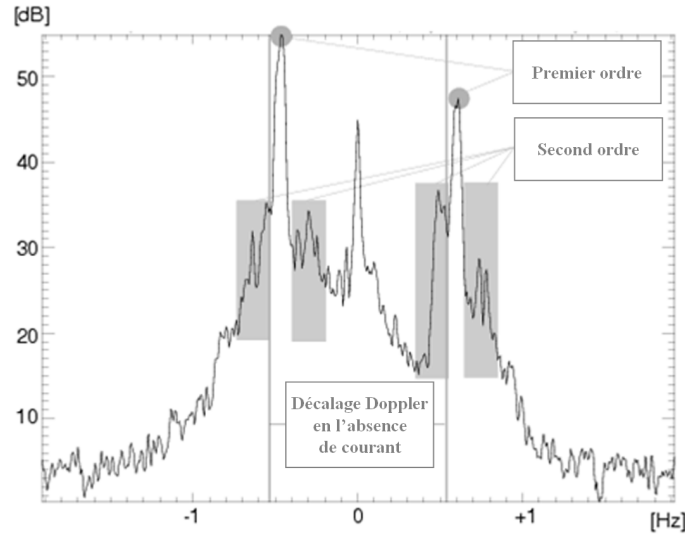


FIG. 4.1 – Exemple de spectre Doppler avec illustration du premier ordre et du second ordre ainsi que du décalage des raies de Bragg dû à un courant marin [150].

En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que le décalage Doppler associé à la vague qui entre en résonance de Bragg est donné par :

$$f_B = \sqrt{\frac{g}{\pi \lambda_r}} \quad (4.2)$$

Or l'équation 4.2 est donnée avec une vitesse de phase de la vague égale à $C_{gB} = \frac{\omega_v}{k_v}$. Ceci suppose qu'il n'y a aucun courant. En présence de ce dernier, f_c vient s'ajouter à f_B pour donner dans les décalages Doppler positifs :

$$f_{B_{\text{courant}}} = f_B + f_c \quad (4.3)$$

et dans les décalages fréquentiels négatifs :

$$f_{B_{\text{courant}}} = -f_B + f_c \quad (4.4)$$

Le décalage dû au courant a donc pour effet de supprimer l'aspect symétrique du SD. Il permet de façon simple de mesurer le courant marin car :

$$f_c = \frac{2v}{\lambda_r} \quad (4.5)$$

avec v vitesse associée au courant marin et λ_r longueur d'onde du radar. Le spectre du premier ordre permet donc de déterminer le courant marin et a pour expression [31] :

$$\sigma_{SER_1}(\omega) = 2^6 \pi k_r^4 \sum_{m=\pm 1} S(-2m\mathbf{k}_r) \delta(\omega - m\omega_B) \quad (4.6)$$

\mathbf{k}_r est le vecteur d'onde du radar et k_r représente sa norme. $\omega_B = 2\pi\sqrt{\frac{g}{\pi\lambda_r}} = \sqrt{2gk_r}$ est la fréquence angulaire du premier ordre de Bragg. m correspond au signe du décalage Doppler. S est le spectre directionnel des vagues et δ est la fonction de Dirac. Le spectre du second ordre est quant à lui défini par [32] :

$$\sigma_{SER_2}(\omega) = 2^6 \pi k_r^4 \sum_{m_1, m_2 = \pm 1} \int \int_{-\infty}^{+\infty} |\Gamma|^2 S(m_1 \mathbf{k}_1) S(m_2 \mathbf{k}_2) \delta(\omega - m_1 \sqrt{gk_1} - m_2 \sqrt{gk_2}) dp dq \quad (4.7)$$

La coordonnée p est suivant la direction de visée du radar et q suivant la direction perpendiculaire, comme l'indique la figure 4.2.

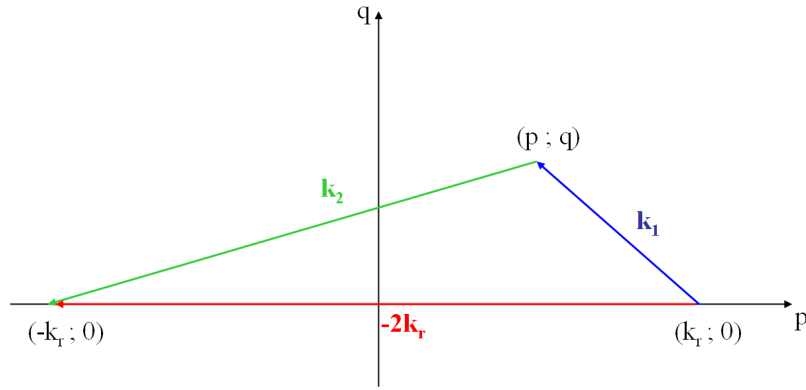


FIG. 4.2 – Illustration de la relation 4.8 et des paramètres p et q .

m_1 et m_2 définissent quatre combinaisons possibles (en prenant les valeurs ± 1) correspondant aux positions des pics secondaires autour des deux raies de Bragg. Les vecteurs d'ondes \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 sont liés par la relation :

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = -2\mathbf{k}_r \quad (4.8)$$

\mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 ont pour coordonnées :

$$\mathbf{k}_1 = (p - k_r; q) \quad (4.9)$$

et

$$\mathbf{k}_2 = (-(p + k_r); -q) \quad (4.10)$$

Le terme Γ correspond à un terme de couplage pouvant être décomposé de la manière suivante :

$$\Gamma = \Gamma_E + \Gamma_H \quad (4.11)$$

Γ_E représente les interactions électromagnétiques et Γ_H les interactions hydrodynamiques. Ils sont donnés par :

$$\Gamma_H = \frac{-i}{2} \left(k_1 + k_2 - \frac{(k_1 k_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2) (\omega^2 + \omega_B^2)}{m_1 m_2 \sqrt{k_1 k_2} (\omega^2 - \omega_B^2)} \right) \quad (4.12)$$

et

$$\Gamma_E = \frac{1}{2} \left(\frac{(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_r) (\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{k}_r) / k_r^2 - 2 (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2)}{\sqrt{\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2} - k_r \Delta} \right) \quad (4.13)$$

Δ correspond à l'impédance de surface normalisée. Le second ordre du spectre permet de déterminer les caractéristiques de vagues comme nous allons le voir dans la suite de cette partie. En effet, le rapport d'amplitude entre le premier ordre et second ordre sur le SD est par exemple utilisé pour connaître la direction du vent.

Avant de revenir plus en détails sur les paramètres qu'il est possible d'extraire du SD, nous pouvons faire quelques remarques sur ce modèle :

- Le modèle de Barrick (1972) a été développé en appliquant une théorie perturbative qui fait l'hypothèse de hauteurs de vagues faibles devant la longueur d'ondes du radar : $k_r \cdot h \ll 1$ avec h hauteur moyenne des vagues. Il apparaît donc une limitation de ce modèle lorsque l'état de mer est agité ou lorsque la fréquence du radar est élevée.
- Les raies de Bragg sont décrites par des fonctions de Dirac et sont donc très étroites. En mesure comme l'indique la figure 4.1 ces raies sont beaucoup plus étalées en raison de la présence du courant marin, des perturbations ionosphériques, d'états de mer agités ou de perturbations introduites par le système radar.
- Afin de pouvoir déterminer les paramètres de la mer, il apparaît nécessaire d'avoir des raies de Bragg et un spectre du second ordre parfaitement bien discernables. Ceci peut ne pas être le cas en mesure (en présence de mer un peu agitée, de perturbations ionosphériques, etc.) et donc nécessiter de mettre en place des algorithmes complexes d'extraction [131, 126] de ces différentes composantes du spectre pour pouvoir inverser l'équation 4.7.

4.2.2 Détermination des paramètres océanographiques

La liste des paramètres que nous allons présenter ainsi que les méthodes pour les déterminer est non exhaustive. Cette présentation a pour but de donner une idée des possibilités du SD pour caractériser l'état de mer. Nous nous appuyons ici sur les travaux de Kerbirou [131] et Bronner [36].

4.2.2.1 Direction du vent

La direction du vent est déterminée en supposant que les vagues de gravité sont générées par le vent. Les vagues se propagent dans une direction globale qui correspond à la direction du vent recherchée. Cette dernière est obtenue à partir du rapport entre l'amplitude des deux raies de Bragg

du premier ordre. Stewart et Barnum [151] ont établi une relation basée sur une méthode d'inversion linéaire simplifiée :

$$|\theta| = 2 \arctan \left(10^{R/(10s)} \right) \quad (4.14)$$

avec $\theta = \theta_o - \theta_r$ angle entre la direction de visée du radar θ_r et la direction de propagation des vagues θ_o (direction du vent) et R rapport entre l'amplitude des raies de Bragg en dB. Le paramètre s est le paramètre de distribution directionnelle ou facteur d'étalement vu dans le premier chapitre dans la fonction $D(\theta)$. Cette relation a été obtenue de façon empirique. Elle soulève un problème puisque l'angle θ présente une ambiguïté. En effet, des angles de $+\theta$ et $-\theta$ donneront le même SD. Ceci est dû à la symétrie de la distribution angulaire (fonction angulaire $D(\theta)$) des vagues autour de la direction de propagation.

Une autre méthode empirique a été proposée par Broche ne faisant pas intervenir s :

$$R = 2R_{\max} \frac{|\theta| - \pi/2}{\pi} \quad (4.15)$$

avec $R_{\max} = 22\text{dB}$ [152].

Les variables représentent les mêmes paramètres que dans l'équation de Stewart and Barnum. L'ambiguïté sur le signe de θ existe également dans cette formulation.

Avec le modèle de spectre du premier ordre de Barrick, en écrivant le rapport entre les raies de Bragg et en faisant intervenir la fonction angulaire $D(\theta)$ il est également possible de déterminer la direction du vent :

$$R = \frac{\sigma_{SER_1}(\omega)}{\sigma_{SER_1}(-\omega)} = \frac{D(\pi - \theta)}{D(\theta)} \quad (4.16)$$

$D(\theta)$ est la fonction angulaire définie dans le second chapitre (Eq. 2.35 avec simplification de la fonction de normalisation $N(s)$) et $\theta = \theta_o - \theta_r$ l'angle entre la direction du radar et la direction du vent. Il faut ensuite inverser l'équation 4.16 pour trouver la direction du vent. Cette relation présente le même problème d'ambiguïté que les précédentes car $D(\theta)$ est une fonction paire.

Dans le second chapitre, nous avons vu que la fonction $D(\theta)$ dépend du paramètre de distribution directionnelle ou facteur d'étalement s et qu'il est difficile de le fixer. En effet, il est fonction de la vitesse du vent et de l'état de mer [127]. Ainsi, les modèles de Barrick et de Stewart et Barnum sont complexes à appliquer car ils exigent une bonne connaissance de ce paramètre [131].

L'ambiguïté sur le signe θ pose également un problème mais elle peut être levée en utilisant deux radars ou par une fusion de données avec des mesures issues d'autres capteurs (exemple : bouée ancrée donnant la direction du vent [126]).

4.2.2.2 Hauteur des vagues

S.F. Heron et M.L. Heron [153] ont comparé différents algorithmes (Barrick (1977) [154], Marasca et Georges [155]) de calcul de la hauteur quadratique moyenne h_{rms} (voir tableau 4.1). Ces modèles présentent l'avantage de ne pas nécessiter le calcul complet du spectre directionnel de vagues à

partir de SD comme proposé par Wyatt [156] ou R. Howell et J. Walsh [35]. Ils font intervenir le rapport r entre les énergies contenues dans le continuum du second ordre et la raie de Bragg dominante.

L'énergie contenue dans la raie de Bragg est calculée dans une bande égale à 0,14 Hz autour de la raie dominante tandis que celle du second ordre correspond au continuum autour de la raie de Bragg dominante (voir Fig. 4.1). Ce dernier est constitué par les premières harmoniques du spectre et est donc délimité par les fréquences égales à deux fois le décalage Doppler de Bragg.

Maresca et Georges se sont basés sur les travaux de Barrick en introduisant des paramètres empiriques supplémentaires (a et b). Ces modèles présentent cependant une limitation liée au modèle de Barrick : $k_r h_{rms} > 0.15$ avec k_r nombre d'onde de l'onde émise par le radar. S.F. Heron et M.L. Heron veulent réduire le nombre de degrés de liberté du modèle de Maresca et Georges et affiner celui de Barrick. Ils concluent que le modèle le plus approprié est celui de Barrick agrémenté d'un terme d'ajustement empirique ξ .

Modèles	Equation	Paramètres
Barrick [154]	$h_{rms} = \frac{\sqrt{2}r^{0.5}}{k_r}$	
Maresca et Georges [155]	$h_{rms} = \frac{ar^b}{k_r}$	$a = 0,8$ et $b = 0,6$
S.F. Heron et M.L. Heron [153]	$h_{rms} = \frac{\xi \sqrt{2}r^{0.5}}{k_r}$	$\xi = 0,551$

TAB. 4.1 – Algorithmes de calcul de la hauteur quadratique moyenne des vagues.

avec k_r nombre d'onde de l'onde émise par le radar.

Barrick [157] a relié la hauteur quadratique moyenne h_{rms} à la hauteur significative des vagues² $H_{1/3}$ par :

$$H_{1/3} = 2,83 h_{rms} \quad (4.17)$$

Il s'agit là encore d'un modèle empirique.

4.2.2.3 Vitesse du vent

Le mécanisme de formation des vagues par action du vent est très complexe et pas encore parfaitement expliqué. Lorsque le vent souffle sur une mer calme, il entraîne des vagues courtes qui transmettent leur énergie aux vagues plus longues. Le temps de réponse des vagues courtes (centimétriques) est de l'ordre de 10 min et de l'ordre de 6h pour les vagues longues (décamétriques) [131]. En supposant que le vent est à l'origine de la génération des vagues à la surface, il est possible de calculer la vitesse du vent en fonction de la hauteur des vagues. Sverdrup, Munk, et Bretschneider (cité dans [158]) ont proposé un modèle qui relie la vitesse du vent à l'altitude de 10 m au dessus de la mer et la hauteur significative H_s :

$$\frac{gH_s}{u_{10}^2} = 0,26 \tanh \left(\left(\frac{1}{f_p u_{10}} \right)^{3/2} \frac{(3,5g)^{3/2}}{10^2} \right)$$

² $H_{1/3} = H_s = H_{mo}/1,05$ avec H_{mo} hauteur significative utilisée pour la définition du spectre de mer.

avec u_{10} vitesse du vent en m/s (à une hauteur de 10 m au dessus de la mer), f_p est la fréquence du pic du spectre de Pierson-Moskowitz. Ce modèle suppose que la surface de mer est parfaitement développée c'est à dire que le vent a soufflé pendant une durée suffisante pour que la mer atteigne un équilibre.

Toutes les relations présentées pour déterminer les caractéristiques de la mer ont été établies de manière empirique et nous avons vu qu'elles sont parfois complexes à appliquer. Elles nécessitent souvent la mise en place d'algorithmes complexes pour extraire les composantes du premier et second ordre du spectre Doppler.

4.2.3 Présentation de quelques radar HF à ondes de surface

Après avoir décrit certains des paramètres qui peuvent être extraits à partir d'un SD, quelques radars HF ayant permis d'acquérir ces SD vont être présentés. Cette liste est non exhaustive et pourra être complétée par [126].

- CODAR (Coastal Dynamic Radar) présenté par Barrick [14, 15] aux Etats-Unis à la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Il s'agit du premier radar HF commercialisé (par CODAR OCEAN SENSOR www.codaros.com) pour fournir des cartes de courant de surface. Il est remplacé par SeaSonde [159, 160] qui possède différentes configurations (Standard/Hi-Res/Long-Range) avec différentes résolutions et fréquences suivant les applications visées.
- OSCAR (Ocean Surface Current Radar) crée aux Royaume-Uni par Marconi et reprenant les techniques du CODAR [161].
- WERA (Wellen Radar) [13] a été développé par l'université d'Hambourg en Allemagne. Il est commercialisé comme le CODAR (société Helzel www.helzel.com).
- PISCES est un radar de l'université de Birmingham au Royaume-Uni [162]. Il est également commercialisé.
- OSMAR2000 a été développé par l'université de Wuhan en Chine [163].
- Après COSRAD ((Coastal Ocean Surface Radar) Professor Mal Heron et al. de l'université James Cook) et ILUKA (Defence Science and Technology Organisation DSTO et Telstra Applied Technologies (TAT)), l'Australie développe le radar SECAR (Surface-wave Extended Coastal Area Radar de Daronmont Technologies (DarT)) [164].
- SWR est un radar canadien de la société Raytheon (exemple SWR-503) [165, 166].
- ROS (Radar à Ondes de Surface) est un radar français de l'ONERA récemment testé dans la baie de Biscarrosse [16].

Les radars australiens, canadiens et français dernièrement cités ont été développés en général pour des applications militaires et n'avaient pas pour but de mesurer des caractéristiques océanographiques à l'origine. Il n'empêche que des mesures de fouillis de mer ont pu être réalisées avec ces radars. Les principales caractéristiques de ces radars présentés sont résumées dans le tableau 4.2 repris de [150, 126] et complété. Ce tableau est limité aux radars utilisés dans la bande HF (3-30 MHz).

Radars	Type d'ondes	Fréquences	Résolution radiale	Résolution azimutale	Portée
CODAR	Impulsion	25,4 MHz	1,2 km	5°	60 km
SeaSonde	FMICW	4-50 MHz	3 km	5°	> 180 km
OSCR	Impulsion	25.4 MHz	1 km	8° – 11°	40 km
WERA	FMCW	3-30 MHz	1,2 km	6°	> 100 km
PISCES	FMICW	7 MHz	7,5 km	7°	200 km
OSMAR2000	FMICW	6-9 MHz	5 km	15°	200 km
SECAR	FMCW	8-20 MHz	3 km	N.C.	N.C.
SWR-503	FMICW	3-5 MHz	1,5-2 km	3 – 30°	400 km
ROS	Impulsion	5-15 MHz	5 km	10°	200 km

TAB. 4.2 – Caractéristiques des quelques radars HF à ondes de surface (N.C. : donnée non communiquée).

La portée donnée dans le Tab 4.2 désigne la portée sur les raies de Bragg. Le type d'ondes correspond à la forme de l'onde émise. Le terme « impulsion » signifie que le radar émet un signal durant le temps τ sur un intervalle T_R . Ce signal est répété à intervalle de temps régulier appelé Pulse Repetition Interval (PRI) (voir figure 4.3). Cependant, le terme le plus utilisé est PRF (Pulse Repetition Frequency), qui est l'inverse du PRI.

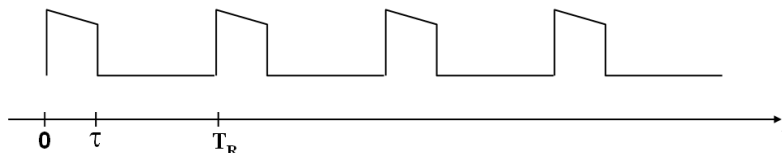


FIG. 4.3 – Illustration du temps d'émission τ et du « Pulse Repetition Interval » (PRI) T_R sur un signal quelconque.

Le type FMCW (frequency modulated continuous wave) est une modulation de fréquence appliquée à une onde émise en continu, une rampe de fréquence en est un exemple. La fréquence est définie en fonction du temps par :

$$f(t) = f_r + \frac{B}{T_R}t, \quad 0 \leq t < T_R, \quad (4.18)$$

avec f_r fréquence d'émission, B largeur de bande du signal et T_R durée de la rampe. Enfin, la modulation FMICW (frequency modulated interrupted continuous wave) reprend la technique FMCW avec une interruption du signal à intervalles définis par une fonction choisie (pour plus de détails voir [167, 168]).

Les résolutions azimutales données dans le tableau 4.2 sont déterminées par : λ_R/D avec λ_R longueur d'onde du radar et D longueur du réseau d'antennes. La résolution radiale est déterminée par

$c/(2B)$ avec B largeur de la bande des fréquences émises.

Nous avons exposé jusqu'à présent les caractéristiques d'un SD, les paramètres qui peuvent en être extraits pour déterminer l'état de mer ainsi que quelques exemples de radar HF qui ont permis d'obtenir les SD. Dans le paragraphe suivant, d'autres capteurs pour mesurer la direction et la force du vent, etc. vont être abordés.

4.2.4 Autres types de capteurs utilisés pour déterminer des paramètres océanographiques

D'autres types de capteurs peuvent être utilisés pour caractériser le vent, la hauteur des vagues, leur direction de propagation, etc. Une liste a été établie par Cochin [126] et nous en reprenons ici quelques éléments. Pour déterminer les paramètres du vent, les capteurs peuvent être les suivants : l'anémomètre (vitesse et certains donnent la direction), le radiosondage (vitesse et direction), la girouette (direction), la bouée ancrée (vitesse et direction). Cette dernière, et plus particulièrement la bouée Gascogne, nous a servi à connaître les caractéristiques de la mer pour comparer les SD mesurés par le ROS de l'ONERA avec les SD que nous avons simulés. Des satellites fournissent également des mesures de vitesse et la direction du vent grâce à des radars imageurs à synthèse d'ouverture (SAR), diffusiomètres, radiomètres, altimètres, etc. embarqués.

L'altimètre satellitaire permet aussi de déterminer la hauteur significative des vagues. Les radars imageurs peuvent fournir le spectre des vagues ; les capteurs de pression et acoustiques donnent la direction des vagues, les vitesses de courants.

Après avoir donné les caractéristiques des SD qu'il est possible de trouver dans la littérature, nous allons décomposer les SD simulés afin de bien comprendre les différentes composantes. Nous allons étudier l'impact des différents paramètres sur ces SD puis nous comparerons nos simulations avec la littérature, l'objectif étant de savoir si les SD simulés sont représentatifs des caractéristiques mesurées.

4.3 Construction d'un spectre Doppler simulé

Cette partie a pour but de mieux comprendre ce que représentent les différentes composantes du SD ainsi que leur comportement en fonction des différents paramètres d'entrée : onde incidente et surface étudiée. Tout d'abord, il est intéressant d'analyser l'influence de la résonance de Bragg sur le SD.

4.3.1 Analyse de l'effet de la résonance de Bragg sur le spectre Doppler

D'après le chapitre précédent, la résonance de Bragg observée sur le SD se comporte comme un filtre qui sélectionne la sinusoïde respectant la condition $\lambda_v = n\lambda_r/2$ (dans le cas du radar HFSW). L'efficacité à détecter de faibles amplitudes de la sinusoïde et la sélectivité en fréquence de ce sélectionneur vont être examinées afin de déterminer ses caractéristiques. L'idée est d'évaluer le filtre de Bragg et de voir s'il est très sensible ou non à des vagues de faibles amplitudes et si la résonance de Bragg se produit uniquement avec les vagues de longueur d'ondes $\lambda_v = n\lambda_r/2$ ou dans un intervalle

plus large de λ_v . Cette étude va être conduite sur des surfaces sinusoïdales afin d'aborder le problème de façon simple et de mieux appréhender les phénomènes élémentaires. Tout d'abord, la sensibilité de la raie de Bragg à l'amplitude de la sinusoïde va être testée. Pour cela, des amplitudes de 0,1 m, 0,5 m, 1 m et 1,5 m ont été choisies. La figure 4.4 représente les SD associés à des surfaces sinusoïdales définies comme dans le chapitre précédent par :

$$h(x, y, t) = A_i \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_v}(x + vt)\right) \quad (4.19)$$

avec $A_i = 0, 1; 0, 5; 1$ et $1, 5m$, $v = 3 \text{ m/s}$ et $\lambda_v = 10m$ pour satisfaire la condition de résonance de Bragg à la fréquence radar de 15 MHz.

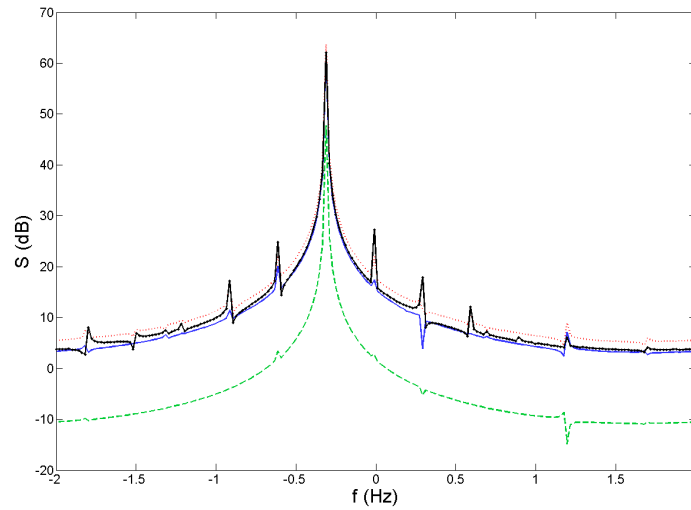


FIG. 4.4 – Comparaison de spectres Doppler de surfaces sinusoïdales de dimensions $180m \times 180m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 50s$, $dt = 0, 25s$ et d'amplitudes $A_1 = 0, 1m$ (tirets verts), $A_2 = 0, 5m$ (traits pleins bleus), $A_3 = 1m$ (pointillés rouges), $A_4 = 1, 5m$ (traits et ronds noirs).

Pour toutes les amplitudes testées, la raie de Bragg est bien discernable (sur la figure 4.4) y compris pour une amplitude de 0,1 m qui est très faible devant la longueur d'onde du radar ($\lambda_r/200$). La résonance de Bragg est capable de se produire pour de très petites hauteurs de vagues et existe quelque soit l'amplitude du fait de la périodicité de la mer. Des pics sont également observables (Fig. 4.4) à des fréquences multiples de celle de la raie de Bragg : 0 ; 0,3 ; 0,6 et -0,6 ; -0,9 Hz. Il s'agit d'harmoniques de la fréquence de résonance.

Une somme de surfaces sinusoïdales est maintenant réalisée. Trois sinusoïdes sont additionnées ; elles ont chacune une amplitude et une vitesse de propagation différentes. Ce système de vagues a un sens de propagation tel qu'il s'éloigne du radar. Il a pour expression :

$$h(x, y, t) = A_1 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_v}(x + v_1t)\right) + A_2 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_v}(x + v_2t)\right) + A_3 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_v}(x + v_3t)\right) \quad (4.20)$$

avec $A_1 = 0,2\text{m}$, $A_2 = 1\text{m}$, $A_3 = 1,5\text{m}$ et $v_1 = 2\text{ m/s}$, $v_2 = 7\text{ m/s}$ et $v_3 = 11\text{ m/s}$, et le SD correspondant est tracé figure 4.5. Quelque soit la hauteur de la vague (voir figure 4.5), il y a bien résonance aux décalages Doppler 0,2 Hz, 1,1 Hz et 1,7 Hz associés aux vitesses simulées. Le pic est un peu moins visible pour la sinusoïde d'amplitude 0,1 m car il se fond parmi les harmoniques des autres résonances.

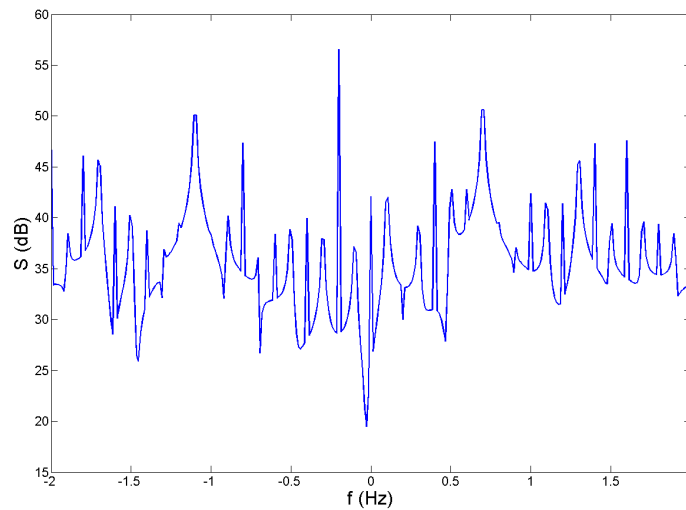


FIG. 4.5 – Spectre Doppler d'une surface sinusoïdale de dimensions $200\text{m} \times 200\text{m}$, issue de la somme de trois sinusoïdes d'amplitudes $A_1 = 0,2\text{m}$, $A_2 = 1\text{m}$, $A_3 = 1,5\text{m}$, de période $\lambda_v = 10\text{m}$, de vitesses $v_1 = 2\text{ m/s}$, $v_2 = 7\text{ m/s}$, $v_3 = 11\text{ m/s}$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 15\text{MHz}$, $T_{obs} = 75\text{s}$ et $dt = 0,25\text{s}$.

Ces courbes (cf Fig. 4.5) confirment le fait que le sélectionneur de Bragg peut détecter de très faibles amplitudes de la vague résonante.

Qu'en est-il de sa sélectivité en fréquence ? Pour répondre à cette question, il suffit de ne plus respecter la condition de résonance $\lambda_v = n\lambda_r/2$. Il s'agit soit de modifier la fréquence du radar pour une même longueur d'onde de la surface soit de faire varier la période spatiale de la surface pour une même fréquence de l'émetteur. Nous avons choisi de conserver la même sinusoïde et de l'éclairer par une onde plane à différentes fréquences. Par ailleurs, il faut faire attention que ces dernières ne constituent pas un multiple de la fréquence de la surface. Les valeurs sélectionnées sont distribuées dans la bande HF : 8,8 MHz (Fig. 4.6), 11 MHz (Fig. 4.7) et 27,3 MHz (Fig. 4.8) correspondant aux longueurs d'ondes 34,09 m, 27,27 m et 10,99 m sachant que la période de la sinusoïde est de 10 m.

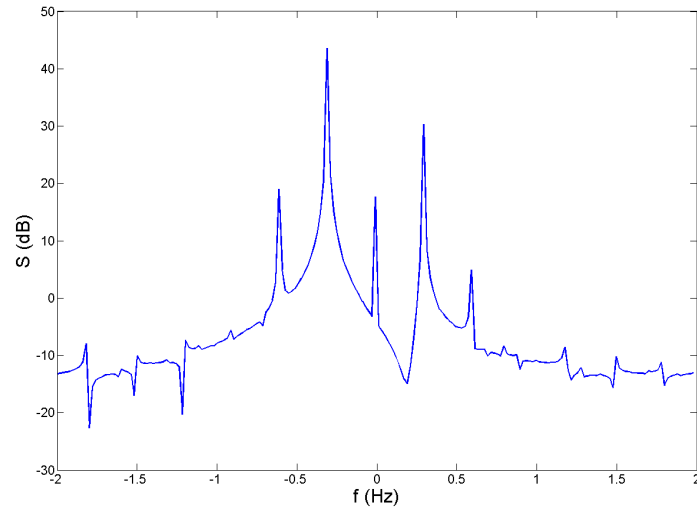


FIG. 4.6 – Spectre Doppler d'une surface sinusoïdale de dimensions $180m \times 180m$, d'amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 8,8MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$.

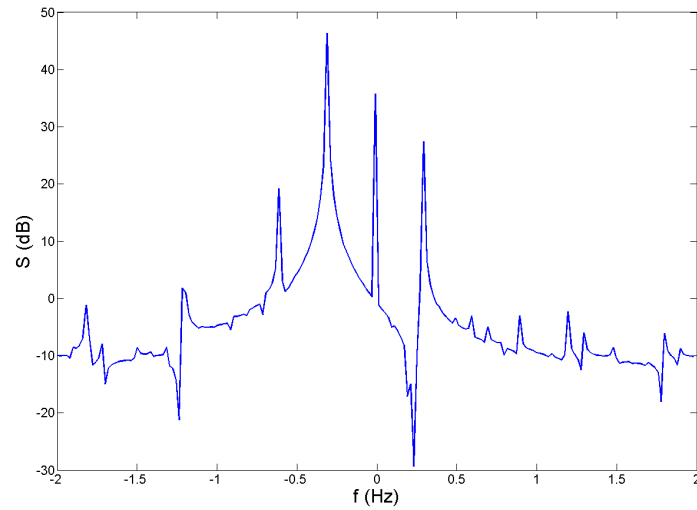


FIG. 4.7 – Spectre Doppler d'une surface sinusoïdale de dimensions $180m \times 180m$, d'amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 11MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$.

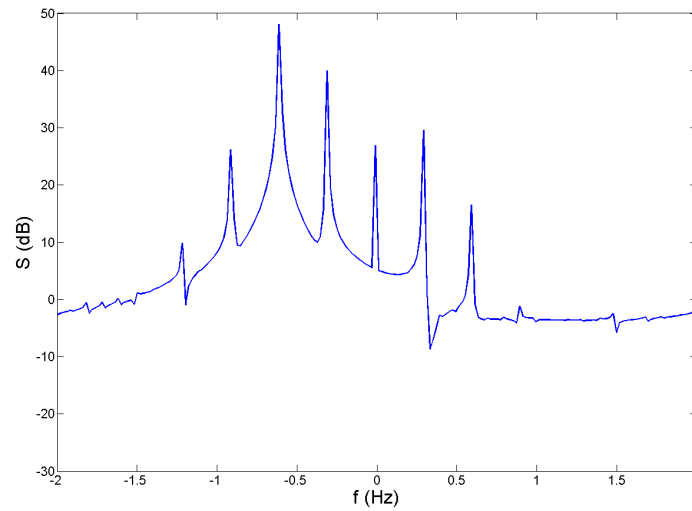


FIG. 4.8 – Spectre Doppler d’une surface sinusoïdale de dimensions $180m \times 180m$, d’amplitude $A = 1,8m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $f = 27,3MHz$, $T_{obs} = 50s$ et $dt = 0,25s$.

La comparaison des différentes courbes présentées sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8 avec un SD réalisé dans les conditions de la résonance de Bragg ($f = 15MHz$ et $\lambda_v = 10m$) est établie figure 4.9.

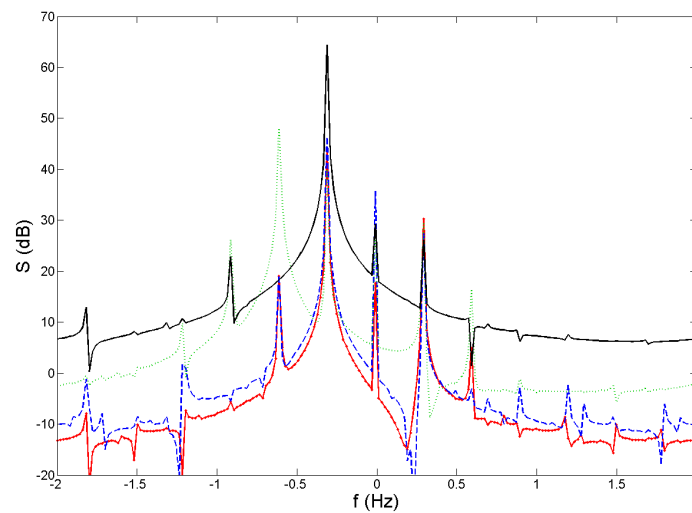


FIG. 4.9 – Comparaison de spectres Doppler de surfaces sinusoïdales de dimensions $180m \times 180m$, de période $\lambda_v = 10m$, de vitesse $v = 3m/s$, se propageant suivant $+\hat{x}$, $T_{obs} = 50s$, $dt = 0,25s$, d’amplitude $A = 1,5m$ et de fréquences $f = 8,8MHz$ (traits et ronds rouges), $f = 11MHz$ (tirets bleus), $f = 15MHz$ (traits pleins noirs), $f = 27,3MHz$ (pointillés verts).

La figure 4.9 fait apparaître que la raie de Bragg est identifiable à -0,3 Hz pour toutes les fréquences radar simulées même si son amplitude est affectée. Des harmoniques apparaissent aux fréquences multiples de 0,3 Hz telles que : 0,6 ; 0,3 ; 0 ; -0,3 ; -0,6 Hz ; etc. Celles-ci sont d'ailleurs plus prononcées sur la courbe à 27,3 MHz. Ceci est cohérent avec le fait que la fréquence est plus élevée que dans les autres cas. En effet, imaginons une cavité résonante de dimension λ_v , si la fréquence augmente alors le nombre de modes excités aussi. A 27,3 MHz, la raie en -0,3 Hz n'est cependant pas la plus importante puisque le pic dominant se situe en -0,61 Hz ; ce qui laisse à penser que la raie à -0,3 Hz est une harmonique du pic principal. Si dans le post traitement, un filtre est utilisé autour de la fréquence Doppler -0,3 Hz, la raie de Bragg sera toujours observée. Le fait que le niveau global du SD diminue lorsque la fréquence devient plus importante s'explique car il y a une répartition de l'énergie sur l'ensemble du spectre et suivant les différentes harmoniques. En entrée, la puissance émise est identique et il n'y a pas de pertes dans le milieu parfaitement conducteur. L'énergie totale est donc la même pour les différents SD mais répartie différemment.

La résonance de Bragg constitue donc un phénomène peu sélectif en fréquence. Il faut cependant garder en mémoire que dans le chapitre 3, il a été démontré que le temps d'observation T_{obs} a un impact sur la résolution fréquentielle du SD. Selon T_{obs} choisi, la raie de Bragg est plus ou moins fine. Le T_{obs} choisi participe aussi à la faible sélectivité mais dans des proportions bien moindres.

Ceci signifie que dans le cas de la mer, le radar entrera en résonance de Bragg avec les vagues qui ont une longueur d'onde telle que $\lambda_v = n\lambda_r/2$ ainsi qu'avec celles qui ont une périodicité spatiale voisine. Cette incertitude sur la fréquence peut être évaluée plus précisément grâce à la courbe du coefficient de diffusion bistatique tracée dans le chapitre 3 (figure 3.6). La figure 4.10 reprend cette courbe et indique l'intervalle angulaire correspondant à un coefficient de diffusion qui serait divisé de moitié dans la direction de rétrodiffusion.

A 3 dB d'atténuation est associé un intervalle³ $\Delta\theta_s = 21^\circ$. Cette valeur va être reportée dans les équations données dans le précédent chapitre afin de déterminer à quelle plage de fréquences correspond cet intervalle. D'après le chapitre 3 :

$$\sin \Theta_i - \sin \Theta_s = n \frac{\lambda_r}{\lambda_v} \quad (4.21)$$

Nous voulons déterminer l'intervalle $\Delta\lambda_r$ associé à $\Delta\Theta_s = 21^\circ$. Il s'agit d'un calcul d'incertitude sur la variable λ_r en fonction de l'incertitude sur Θ_s . Pour cela, nous allons considérer qu'il n'existe pas d'erreur sur les autres variables ; elles sont assimilées à des constantes. L'expression de λ_r en fonction de Θ_s s'écrit :

$$\lambda_r = \frac{\lambda_v}{n} (\sin \Theta_i - \sin \Theta_s) \quad (4.22)$$

L'erreur $\Delta\lambda_r$ s'obtient en prenant la valeur absolue de la dérivée de l'équation 4.22 par rapport à la variable Θ_s , ce qui donne :

$$\Delta\lambda_r = \frac{\lambda_v}{n} \cos \Theta_s \cdot \Delta\Theta_s \quad (4.23)$$

³Rappel : nous utilisons la notation Θ pour les calculs théoriques et θ pour Elsem3D. En rétrodiffusion $\Theta_i = -\Theta_s$ alors que $\theta_i = \theta_s$.

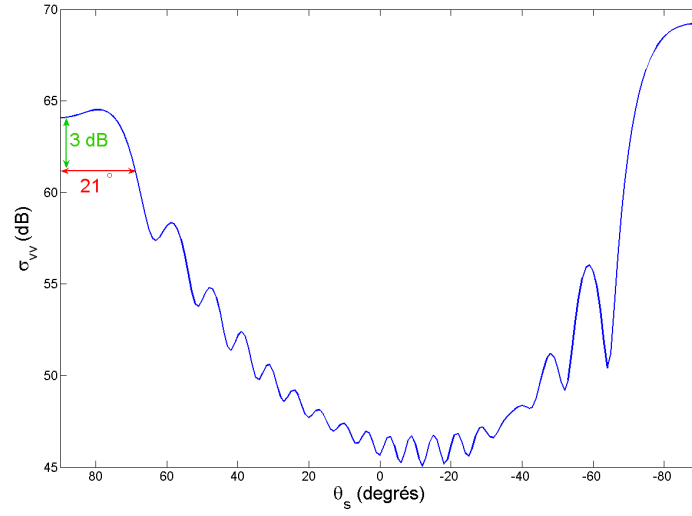


FIG. 4.10 – Coefficient de diffusion bistatique σ_{vv} en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour une onde incidente à $\theta_i = 90^\circ$ et $f = 15\text{MHz}$ sur une surface sinusoïdale de période $\lambda_v = 10\text{m}$, d'amplitude $A = 1,8\text{m}$ et de dimensions $200\text{m} \times 200\text{m}$. Dans cette représentation, la rétrodiffusion est observée pour $\theta_s = 90^\circ$ et la diffusion avant pour $\theta_s = -90^\circ$.

De même, l'incertitude $\Delta\lambda_v$ peut être déterminée en dérivant l'expression suivante par rapport à θ_s et en prenant sa valeur absolue :

$$\lambda_v = \frac{n\lambda_r}{\sin \Theta_i - \sin \Theta_s} \quad (4.24)$$

ce qui aboutit à :

$$\Delta\lambda_v = \frac{n\lambda_r \cos \Theta_s}{(\sin \Theta_i - \sin \Theta_s)^2} \cdot \Delta\Theta_s \quad (4.25)$$

En rétrodiffusion : $\Theta_i = 90^\circ$ et $\Theta_s = -90^\circ$. La valeur de Θ_s conduit à des erreurs $\Delta\lambda_r$ et $\Delta\lambda_v$ nulles. Ceci signifie que quelque soit l'incertitude $\Delta\Theta_s$, les quantités λ_r et λ_v n'en seront pas affectées. Pour aller plus loin, nous pouvons dire que si $\Delta\lambda_r$ est nulle, il n'y aura pas non plus d'incertitude sur la fréquence angulaire de la vague qui va entrer en résonance de Bragg. En effet, d'après le chapitre 3 :

$$\omega_v = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda_v}} \quad (4.26)$$

or à la résonance $\lambda_v = \lambda_r/2$ d'où :

$$\omega_B = \sqrt{\frac{4\pi g}{\lambda_r}} \quad (4.27)$$

soit :

$$\Delta\omega_B = \frac{2\pi g}{\sqrt{4\pi g \lambda_r^3}} \cdot \Delta\lambda_r \quad (4.28)$$

Ainsi, ce sera toujours la même vague qui entrera en résonance de Bragg si le récepteur radar s'éloigne de la direction $\Theta_s = -90^\circ$ d'une quantité $\Delta\Theta_s$. Si maintenant, nous appliquons les conditions de la simulation correspondant au SD présenté figure 4.7 c'est à dire une fréquence radar de 11 MHz. Le calcul de l'incertitude $\Delta\lambda_v$, engendrée par le décalage fréquentiel que nous avons introduit par rapport à la fréquence de résonance $\Delta f_r = 15 - 11 = 4$ MHz, peut être effectué. En effet, en dérivant par rapport à λ_r l'expression :

$$\lambda_v = \frac{n\lambda_r}{\sin \Theta_i - \sin \Theta_s}, \quad (4.29)$$

et en prenant la valeur absolue, nous pouvons déterminer :

$$\Delta\lambda_v = \frac{n}{\sin \Theta_i - \sin \Theta_s} \cdot \Delta\lambda_r \quad (4.30)$$

Or $\lambda_r = c/f_r$ d'où :

$$\Delta\lambda_r = \frac{c}{f_r^2} \Delta f_r \quad (4.31)$$

et en reportant Eq. 4.31 dans Eq. 4.30 :

$$\Delta\lambda_v = \frac{nc}{f_r^2 (\sin \Theta_i - \sin \Theta_s)} \cdot \Delta f_r \quad (4.32)$$

Application numérique : $\Delta f_r = 4$ MHz, $f_r = 15$ MHz, $\lambda_v = 10$ m, on calcule le premier harmonique correspondant à $n = 1$, nous obtenons :

$$\Delta\lambda_r = 5,33 \text{ m} \quad (4.33)$$

$$\Delta\lambda_v = 2,67 \text{ m} \quad (4.34)$$

$$\Delta\omega_B = 0,33 \text{ rad/s} \quad (4.35)$$

et la fréquence angulaire de la vague résonante (pour $f_r = 15$ MHz) est :

$$\omega_B = \sqrt{\frac{4\pi g}{\lambda_r}} = 2,48 \text{ rad/s} \quad (4.36)$$

Il y a donc une erreur relative de $\frac{\Delta\omega_v}{\omega_B} = 13,3\%$ sur la fréquence angulaire de la vague qui entre en résonance de Bragg et qui satisfait la relation $\lambda_v = \lambda_r/2$ (car $n = 1$ et nous sommes en rétrodiffusion soit $\Theta_i = 90^\circ$ et $\Theta_s = -90^\circ$).

Cette valeur est reportée (figure 4.11) sur un spectre de JONSWAP ayant pour paramètres : $u_f = 19\text{cm/s}$, $H_{mo} = 1,5\text{m}$ afin de visualiser les fréquences angulaires pour lesquelles les vagues pourront résonner.

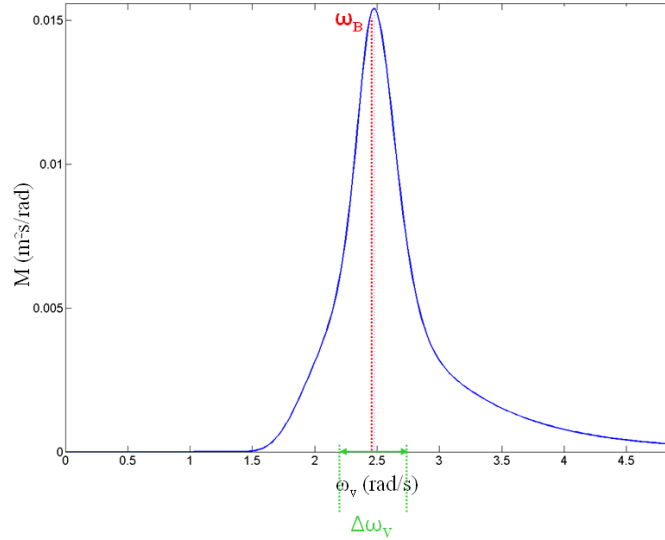


FIG. 4.11 – Illustration de l'intervalle $\Delta\omega_v$ pour lequel il y a résonance de Bragg (avec 3 dB d'atténuation par rapport au maximum du coefficient de rétrodiffusion) sur un spectre de JONSWAP avec : $u_f = 19\text{cm/s}$, $H_{mo} = 1,5\text{m}$. $\omega_B = 2,48\text{rad/s}$ correspond à la fréquence angulaire de Bragg pour une fréquence radar de $f = 15\text{MHz}$.

Ceci signifie que dans le cas du spectre de la figure 4.11 une certaine plage de vagues va participer à la rétrodiffusion en phase, à l'origine de la résonance. D'après l'ensemble des calculs d'incertitudes, nous pouvons conclure que même si la configuration du radar est modifiée (fréquence ou angle de diffusion), ce dernier va quand même « identifier » la vague qui devrait entrer en résonance avec la fréquence ou l'angle de diffusion originaux (satisfaisant les conditions de Bragg). La résonance de Bragg est donc assez peu sélective en rétrodiffusion rasante.

Si par contre, nous reprenons les calculs d'incertitude avec un angle $\Theta_s \neq -90^\circ$, nous pouvons par exemple tracer (Fig. 4.12) l'incertitude $\Delta\lambda_v$ en fonction de $\Delta\Theta_s$ pour différents angles de diffusion Θ_s en utilisant l'équation 4.25.

Nous pouvons constater sur la figure 4.12 que si l'erreur commise sur λ_v lorsque $\Theta_s = -90^\circ$ est nulle, ce n'est plus du tout le cas lorsque l'on s'éloigne du cas rasant. Nous retrouvons ici le problème que nous avons soulevé dans le chapitre précédent lorsque l'équation 4.21 a été introduite.

En effet, en incidence rasante, nous ne sommes plus dans les conditions usuelles d'utilisation de la théorie de Bragg. Il n'est plus vraiment possible d'appliquer un tracé de rayons. Nous avons vu qu'elle ne semble plus avoir de réel sens physique dans cette configuration car le radar ne paraît « voir » que la première crête de la surface et non l'ensemble de ses périodes (voir figure 3.4). Cependant, cette théorie semble applicable d'un point de vue numérique car elle explique les positions des raies sur les SD. Ce phénomène de résonance dans le cas de l'incidence rasante peut probablement être analysé

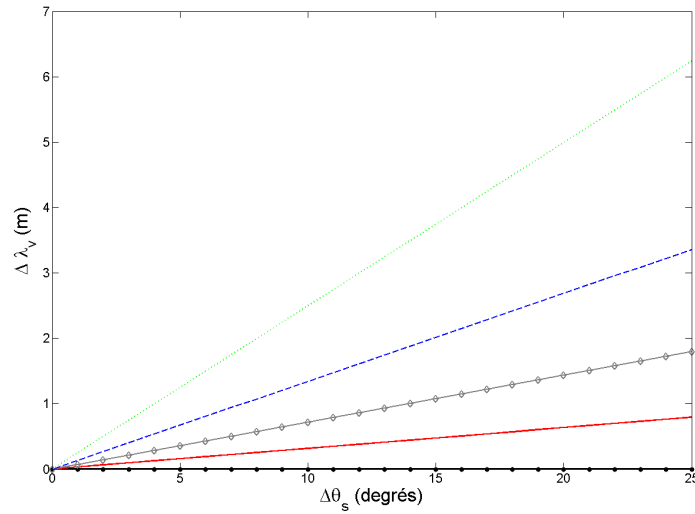


FIG. 4.12 – Incertitude $\Delta\lambda_v$ en fonction de $\Delta\theta_s$ pour différents angles de diffusion θ_s : -90° (traits et ronds noirs), -70° (traits pleins rouges), -50° (traits et losanges gris), -30° (tirets bleus), -10° (pointillés verts).

grâce à la propagation des ondes à la surface d'un système périodique.

De cette étude de la sensibilité et de la sélectivité du phénomène de Bragg, nous pouvons conclure que le « filtre » de Bragg est assez peu sélectif en fréquence et qu'il peut « détecter » de très faibles amplitudes de sinusoïdes.

4.3.2 Analyse des différentes composantes du spectre Doppler

4.3.2.1 Présence d'une signature dans les décalages Doppler positifs et négatifs

Dans le paragraphe précédent la sensibilité de la raie de Bragg sur le SD ont été précisées. Les autres composantes du SD vont maintenant être étudiées. D'autres éléments sont visibles sur le SD qu'ils nous restent à expliquer. En effet, nous allons commencer par la partie du spectre qui se situe dans les fréquences de signe opposé à la raie de Bragg. Il existe de petits pics de niveaux bien plus faibles que la raie de Bragg dans ces fréquences (voir la figure 4.13 qui redonne un SD pour un état de mer Beaufort 2). Ces pics ne font pas apparaître une fréquence dominante qui pourrait être associée à la résonance de Bragg. Afin d'en comprendre l'origine, le spectre de mer va être modifié. Ceci va permettre de déterminer si celui-ci a une influence sur cette zone de pics. Sur la figure 4.14 sont représentées les différentes configurations à simuler :

- configuration A : $S(\omega_v) \neq 0$ pour $\omega_v < 2,7 \text{ rad/s}$
- configuration B : $S(\omega_v) \neq 0$ pour $\omega_v > 2,3 \text{ rad/s}$
- configuration C : $S(\omega_v) \neq 0$ pour $\omega_v \in [2; 2,7] \text{ rad/s}$

$S(\omega_v)$ est défini pour un état de mer Beaufort 2 ($u_f = 12 \text{ cm/s}$, $H_{mo} = 0,5 \text{ m}$). La fréquence de l'onde incidente est de 15 MHz.

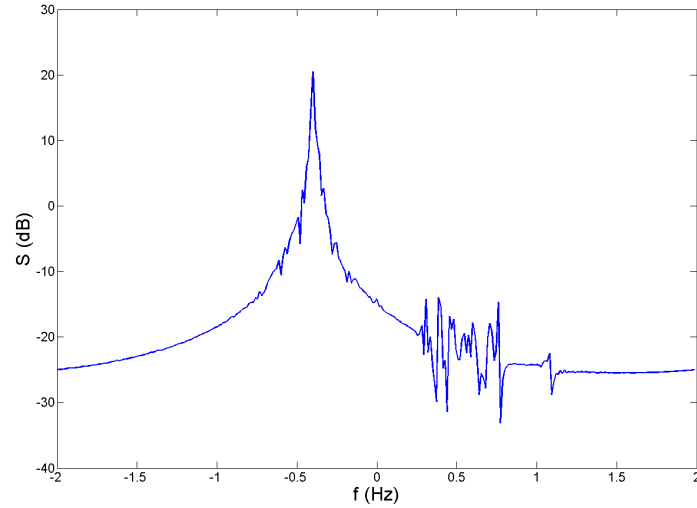


FIG. 4.13 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 12cm/s$, $H_{mo} = 0,5m$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant suivant $+\omega t$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25s$.

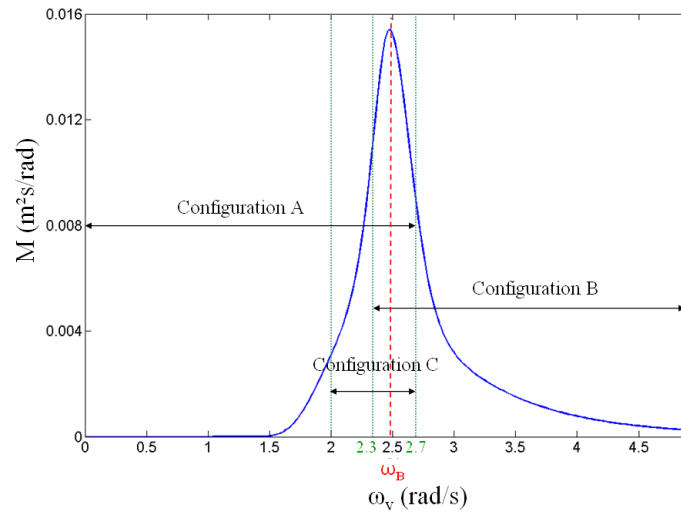


FIG. 4.14 – Illustration des différentes configurations simulées avec annulation de parties du spectre. Les zones non-annulées sont représentées sur un spectre de mer (JONSWAP) avec $u_f = 12cm/s$ et $H_{mo} = 0,5m$. $\omega_B = 2,48$ rad/s situe la vague qui va entrer en résonance de Bragg avec l’onde radar à 15 MHz.

Les SD correspondants (voir figures 4.15, 4.16 et 4.17) font apparaître une modification des pics suivants les différents spectres de mer. Si nous considérons la configuration C, nous pouvons calculer les décalages Doppler relatifs aux fréquences angulaires générées dans le spectre de mer.

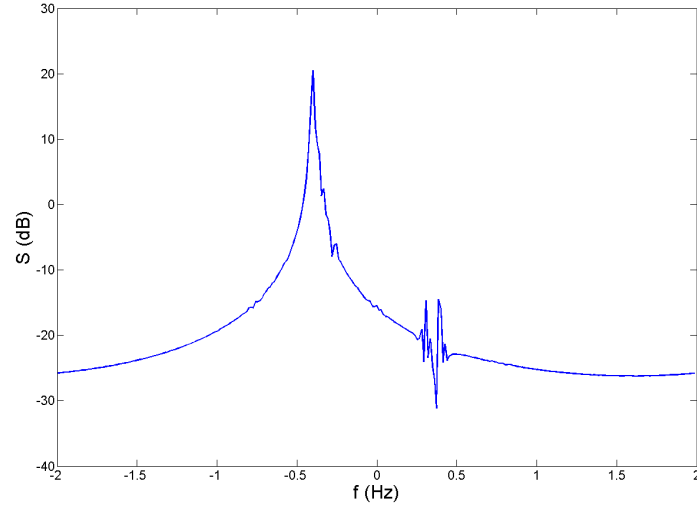


FIG. 4.15 – Configuration A : spectre de mer non nul pour $\omega_v \in [0; 2, 7]$ rad/s. Spectre Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 12cm/s$, $Hmo = 0,5m$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25s$.

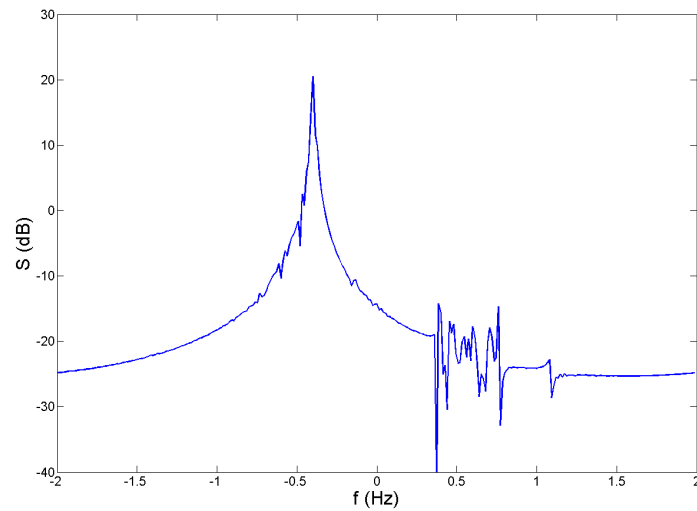


FIG. 4.16 – Configuration B : spectre de mer non nul pour $\omega_v \in [2, 3; \omega_c]$ rad/s. Spectre Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 12cm/s$, $Hmo = 0,5m$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25s$.

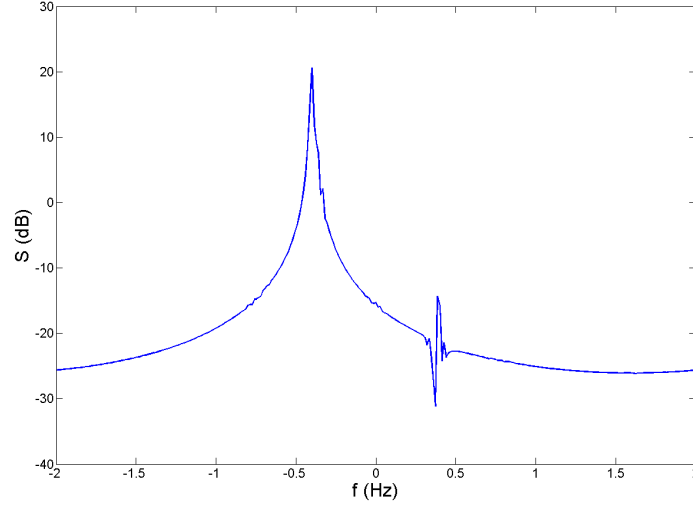


FIG. 4.17 – Configuration C : spectre de mer non nul pour $\omega_v \in [2; 2, 7]$ rad/s. Spectre Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 12cm/s$, $H_{mo} = 0,5m$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25s$.

Comme établi dans le chapitre 3, le décalage Doppler f_{d_p} introduit par une vague de longueur d'onde λ_{v_p} s'écrit :

$$f_{d_p} = \sqrt{\frac{2g\lambda_{v_p}}{\pi\lambda_r^2}} \quad (4.37)$$

soit :

$$f_{d_p} = \sqrt{\frac{2g2\pi}{k\pi\lambda_r^2}} = \frac{2}{\lambda_r} \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (4.38)$$

Avec la relation de dispersion $k = \omega_v^2/g$, il est possible de calculer les décalages Doppler associés au cas C. En appliquant $\omega_v \in [2; 2, 7]$ rad/s, nous obtenons :

$$f_{d_p} \in [0,36; 0,49] \text{ Hz} \quad (4.39)$$

Ces valeurs ont été reportées sur le SD de la figure 4.17. Elles coïncident parfaitement bien avec la zone des pics dans les fréquences positives. Nous pouvons donc conclure de l'ensemble des courbes présentées que ces oscillations sont liées au spectre de mer. Pour en savoir un peu plus sur ces dernières, nous nous intéressons au SD dans la direction de propagation avant, c'est à dire avec $\theta_i = 90^\circ$ et $\theta_s = -90^\circ$ (dans Elsem3D). La figure 4.18 représente le SD bistatique pour un état de mer Beaufort 4 avec une direction du vent $\theta_o = 30^\circ$. Nous retrouvons les pics observés jusque là. Ils sont visibles dans les deux parties positives et négatives du spectre et présentent une symétrie autour du « 0-Doppler ». Il existe une raie en $f_d = 0$ Hz d'amplitude assez élevée.

Toutes ces observations peuvent être expliquées par les zones de Fresnel [91]. Pour bien comprendre ceci, nous pouvons invoquer la théorie de l'optique en appliquant des tracés de rayons.

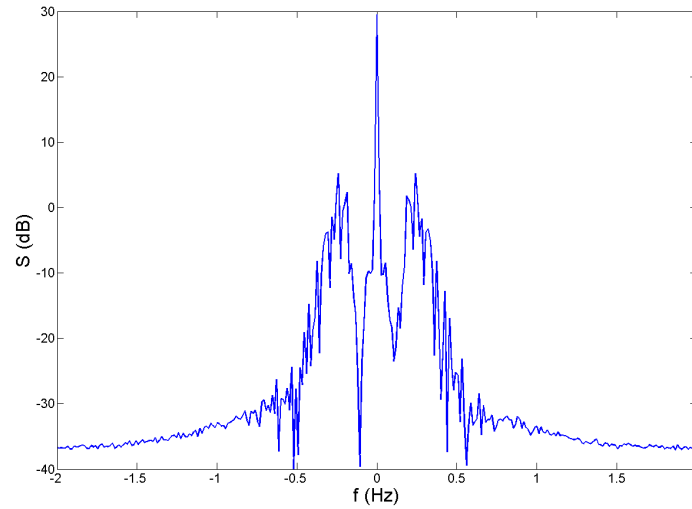


FIG. 4.18 – Spectre Doppler en transmission $\theta_s = -90^\circ$, d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, $u_f = 19cm/s$, $Hmo = 1,5m$, $\theta_o = 30^\circ$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

Soit un émetteur E et un récepteur R séparés par une distance d. Soit un écran (P) placé en M (et orthogonal à ER) et la hauteur $r = OM$ (voir le schéma 4.19). La référence de phase est définie par rapport au trajet direct EOR. Le trajet passant par M est plus long que le trajet direct d'une quantité δ . L'ensemble des points M (appartenant au plan (P)) qui engendre un même allongement du trajet $\delta = EMR - EOR$ décrit un ellipsoïde de révolution de foyers E et R.

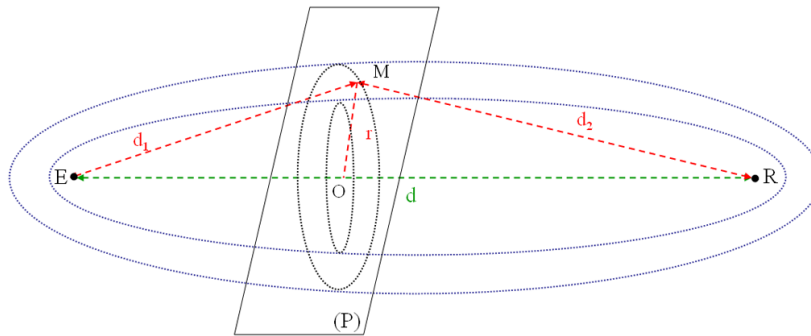


FIG. 4.19 – Illustration des zones de Fresnel entre un émetteur E et un récepteur R.

Il est possible de définir différents ellipsoïdes ou zones appelées « zones de Fresnel ». Lorsque la différence de marche δ est inférieure à une demi-longueur d'onde, les contributions de tous les points se situant à l'intérieur du cercle de rayon r entraîneront le même déphasage en R ; le signal total reçu en R est constitué d'interférences constructives. Si δ dépasse $\lambda_r/2$ alors les interférences deviennent destructives. Il apparaît donc une alternance de zones successives pour lesquelles les interférences

sont constructives ou destructives suivant les valeurs de $\delta = n\lambda/2$. Ces différentes zones ou ellipsoïdes sont définies par leur rayon r :

$$r = \sqrt{\frac{n\lambda_r d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \quad (4.40)$$

La plus intéressante des zones est le premier ellipsoïde de Fresnel pour lequel $n = 1$ car les signaux reçus en R ont le même déphasage. Ceci signifie également que les phénomènes de diffraction par un objet peuvent être négligés dans cette zone. Cette propriété est très utilisée dans les communications pour définir une zone de visibilité [91, 169]. Dans notre cas, nous allons chercher à vérifier si la surface de mer est contenue dans ce volume. La figure 4.20 représente le premier ellipsoïde de Fresnel entre une source émettrice placée en E et un récepteur en R.

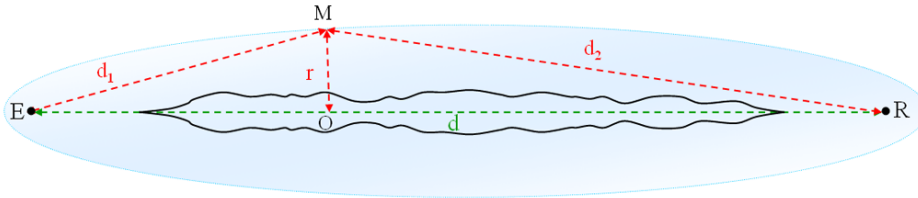


FIG. 4.20 – Illustration de l'ellipsoïde du premier Fresnel entre un émetteur E et un récepteur R.

Son rayon maximum est obtenu pour $d_1 = d_2 = d/2$ soit :

$$r_m = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda_r d} \quad (4.41)$$

Dans nos simulations, les surfaces sont de dimensions 180 m x 180 m et l'émetteur (tout comme le récepteur) est positionné à une distance « infinie » de la cible. Ceci équivaut à faire tendre d vers l'infini et r_m aussi. Ainsi, la surface de mer éclairée est forcément incluse dans le premier ellipsoïde de Fresnel. Cette conclusion permet de dire que tous les signaux diffusés par les vagues auront le même déphasage en R. Il n'est donc plus possible d'observer des décalages Doppler dûs au mouvement des vagues. Le signal reçu est issu du signal émis dont l'amplitude est atténuée par la distance de propagation et l'action des vagues (ou diffuseurs). Le signal reçu $x(t)$ peut s'écrire comme une multiplication du signal émis $e(t)$ par un terme d'atténuation α :

$$x(t) = e(t) \times \alpha \quad (4.42)$$

Or la hauteur des diffuseurs est liée à la fréquence angulaire ω_v grâce au spectre de mer. Elle dépend donc de la fréquence et du temps. Nous pouvons imaginer que le facteur d'atténuation va également dépendre du temps et de la fréquence :

$$x(t) = e(t) \times \alpha(t) \quad (4.43)$$

Le signal reçu correspond au signal émis modulé en amplitude. Dans le domaine fréquentiel, ceci est équivalent à une opération de convolution :

$$X(f) = E(f) \otimes A(f) \quad (4.44)$$

L'amplitude de $X(f)$ est liée à $A(f)$ elle-même dépendante du spectre de mer. Par contre, l'expression de $A(f)$ en fonction du spectre de mer $S(\omega_v)$ est difficile à déterminer. La figure 4.21 illustre les différentes opérations réalisées pour obtenir le signal reçu. L'opérateur correspondant à la diffusion électromagnétique est très complexe à calculer (cf chapitre 1) car cela nécessite la résolution des équations de Maxwell. Nous ne pouvons pas donner l'expression analytique exacte de $\alpha(t)$ de façon simple. Cependant, la géométrie de la surface de mer et donc son spectre $S(\omega_v)$ ont assurément une incidence sur le signal $x(t)$.

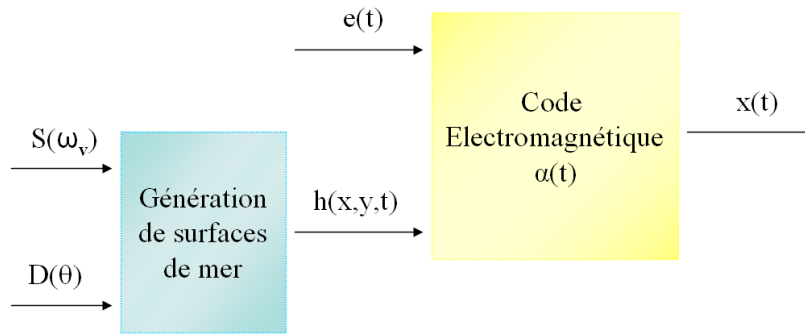


FIG. 4.21 – Illustration du calcul du signal reçu diffusé par une surface de mer avec $S(\omega_v)$ spectre directionnel de mer, $D(\theta)$ fonction angulaire, $h(x, y, t)$ hauteur des vagues, $e(t)$ signal d'entrée, $\alpha(t)$ opérateur non-linéaire et $x(t)$ signal en sortie.

Ceci explique que sur le SD en propagation avant (Fig. 4.18), il y ait différentes signatures aux différentes fréquences. L'amplitude des pics dépend du spectre de mer choisi, comme le confirme les SD de la figure 4.22 qui ont été tracés pour des états de mer Beaufort 2 et 4.

Nous venons de voir que le signal reçu est modulé en amplitude et donc réel. Sa transformée de Fourier est alors paire, ce qui donne un SD symétrique comme l'indique la figure 4.18.

La présence des différents pics sur le SD bistatique à $\theta_s = -90^\circ$ a donc été expliquée ainsi que l'aspect symétrique de ce dernier. Si nous revenons maintenant sur les SD en rétrodiffusion, nous avons vu que ces pics dépendent tout comme dans le cas du SD en diffusion avant du spectre de mer choisi. Il y a donc dans les deux cas une modulation de l'amplitude du SD par le spectre de mer. En configuration de rétrodiffusion, la surface de mer n'est plus contenue dans l'ellipsoïde de Fresnel (définie entre E et R qui sont co-localisés) et les signaux reçus en R n'ont plus le même déphasage. Ce déphasage est alors bien visible puisqu'il apparaît sur le SD l'effet Doppler ainsi que la résonance de Bragg.

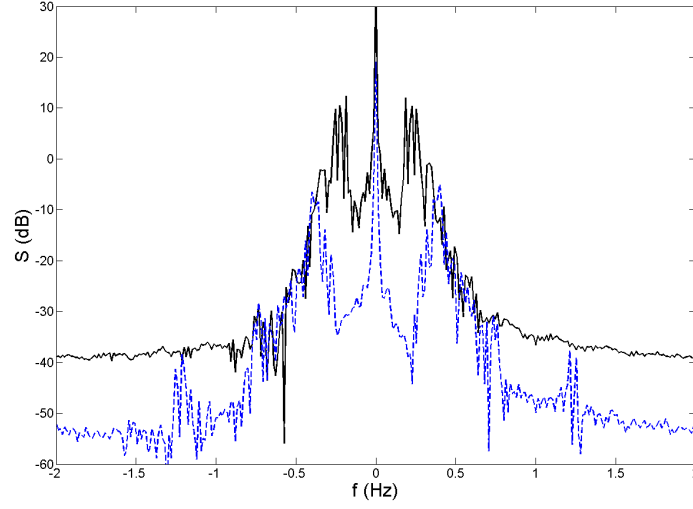


FIG. 4.22 – Spectre Doppler en transmission $\theta_s = -90^\circ$, d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, se propageant en sens opposé au radar, $\theta_o = 10^\circ$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s et $dt = 0,25$ s, à Beaufort 2 (tirets bleus) ($u_f = 12cm/s$, $Hmo = 0,5m$) et Beaufort 4 (traits pleins noirs) ($u_f = 19cm/s$, $Hmo = 1,5m$).

Par conséquent, il est possible de résumer les phénomènes observés sur les SD par :

- En diffusion avant $\theta_i = 90^\circ$ et $\theta_s = -90^\circ$: Modulation d'amplitude du SD par le spectre de mer
- En rétrodiffusion $\theta_i = \theta_s = 90^\circ$: Modulation d'amplitude du SD par le spectre de mer, effet Doppler et résonance de Bragg

4.3.2.2 Présence d'une signature au décalage Doppler nul

Après avoir donné une signification aux pics se situant dans les décalages Doppler opposés à la raie de Bragg, il nous reste à analyser la raie au « 0-Doppler ». Nous nous plaçons dans le cas de la diffusion avant. L'amplitude du spectre à $f = 0$ Hz est liée à la valeur moyenne du champ rétrodiffusé $\hat{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}, t)$ par :

$$S(f = 0) = \frac{1}{T_{obs}} \left| \int_0^{T_{obs}} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) dt \right|^2 = T_{obs} |\hat{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (4.45)$$

Nous avons tout d'abord calculé, pour le cas de la figure 4.18, la quantité $\hat{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}, t)$ en faisant la moyenne des champs diffusés $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$ par chacune des surfaces de mer (correspondant chacune à un instant d'échantillonnage). Puis $S(f = 0)$ a été déterminé à partir de $\hat{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}, t)$ comme suit :

$$S_{dB}(f = 0) = 10 \log \left(T_{obs} |\hat{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}, t)|^2 \right) = 29,51 dB \quad (4.46)$$

Ce résultat correspond parfaitement à la valeur spectre Doppler en $f = 0$ Hz sur la figure 4.18. Ce calcul a également été vérifié pour un SD en rétrodiffusion. Il existe une différence de niveau sur la raie en 0 entre la configuration monostatique rasante et bistatique à $\theta_s = -90^\circ$. En rétrodiffusion, l'effet Doppler est présent et la signature en 0 est assez faible car tous les points de la scène sont animés d'un mouvement. Il n'y a pas de vitesses nulles. Cette signature correspond à la valeur moyenne du signal reçu. En diffusion vers l'avant, les décalages Doppler ne peuvent plus être observés car la surface évolue dans le premier ellipsoïde de Fresnel. Le signal reçu est constitué d'une modulation en amplitude du signal émis ce qui explique une plus forte contribution à 0 Hz.

Dans cette partie, nous avons examiné les différentes composantes autres que la raie de Bragg qui constituent le SD. Nous avons vu que le spectre de mer a une influence sur les petits pics qui se situent dans les fréquences Doppler opposées à la raie de Bragg en rétrodiffusion. Ceci a également été vérifié dans le cas de la diffusion avant. La raie en 0 Hz est quant à elle liée à la valeur moyenne du champ diffusé.

4.3.3 Comportement du spectre Doppler en fonction de l'état de mer

4.3.3.1 Influence de la vitesse du vent

Après avoir analysé le spectre Doppler, son comportement en fonction de l'état de la mer va être étudié dans cette partie. L'influence de la direction et de la force du vent va être analysée. Dans un premier temps, la force du vent est modifiée. Ceci correspond à changer l'état de mer. Trois états sont considérés : Beaufort 1, 2 et 4 correspondant respectivement à $u_f = 10$ cm/s, $u_f = 12$ cm/s et $u_f = 19$ cm/s soit $H_{mo} = 0,4$ m, $H_{mo} = 0,5$ m et $H_{mo} = 1,5$ m. La surface de mer se propage en direction du radar et la fréquence de l'onde incidente est de 15 MHz. La figure 4.23 réalise une comparaison entre les différents SD correspondants.

Ces courbes indiquent que les SD simulés sont sensibles à une modification de l'état de mer. En effet, il existe une atténuation globale du SD lorsque l'état de mer diminue. Ceci est en accord avec la diminution du coefficient de diffusion avec la force du vent (cf figure 3.13) que nous avons pu constater dans le chapitre 3. Cette différence est très prononcée entre les SD à $u_f = 10$ cm/s et $u_f = 12$ cm/s mais beaucoup moins importante entre les tracés à $u_f = 12$ cm/s et $u_f = 19$ cm/s.

Il est possible de comparer les niveaux de la raie de Bragg de la Fig. 4.23 avec ceux évalués à partir du modèle du premier ordre de Barrick (σ_{SER_1} Eq. 4.6). Il suffit pour cela de normaliser l'amplitude de la raie de Bragg simulée par la surface de la zone éclairée (soit $164m \times 164m$, aire de la surface simulée sans les bords car le champ diffusé est calculé avec l'annulation des courants sur les bords lissés, voir chapitre 3). Par exemple, pour l'état de mer Beaufort 4 (amplitude de la raie de Bragg à 20,48 dB, le calcul est le suivant : $20,48 - 10 \log(164 \times 164) = -23,81$ dBm²/m²). La figure 4.24 représente σ_{SER_1} en fonction de la hauteur significative des vagues. Aux vitesses de vent $u_f = 10$ cm/s, $u_f = 12$ cm/s et $u_f = 19$ cm/s correspondent les hauteurs significatives $H_{1/3} = 0,4$ m, $H_{1/3} = 0,5$ m et $H_{1/3} = 1,5$ m. Le σ_{SER_1} du modèle de Barrick est calculé avec un spectre de Pierson-Moskowitz.

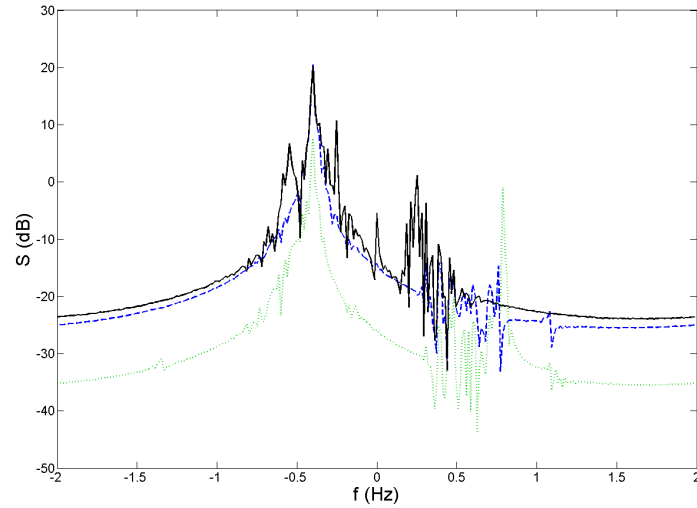


FIG. 4.23 – Comparaison de spectres Doppler de surfaces de mer de dimensions $180m \times 180m$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s, $dt = 0,25$ s et $u_f = 10$ cm/s (pointillés verts), $u_f = 12$ cm/s (tirets bleus), $u_f = 19$ cm/s (traits pleins noirs).

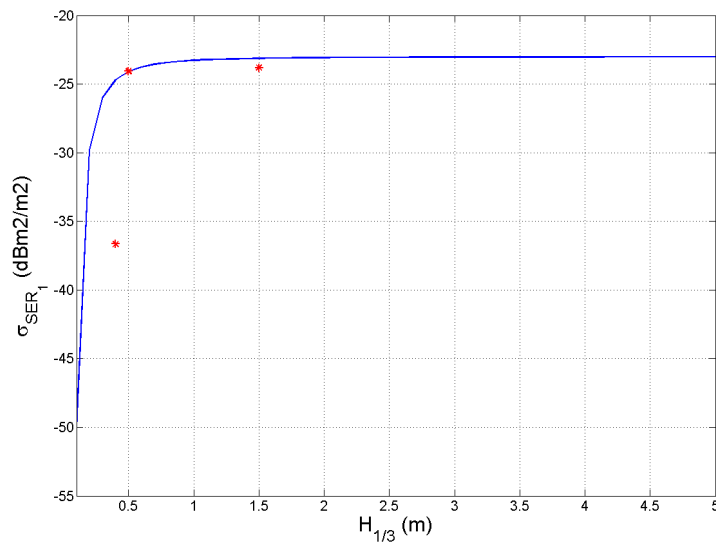


FIG. 4.24 – Comparaison des σ_{SER_1} simulé (étoiles rouges) et calculé avec le modèle de Barrick (traits pleins bleus) à $f = 15$ MHz.

La Fig. 4.24 révèle une bonne adéquation entre le modèle de Barrick et les simulations pour les hauteurs de vagues les plus élevées. En effet, les résultats de simulation atteignent la valeur de saturation théorique de $-23 \text{ dBm}^2/\text{m}^2$. Il existe néanmoins, pour la valeur de $H_{1/3}$ la plus faible, un décalage important ($\approx 9 \text{ dB}$) entre les deux méthodes. Un écart du même ordre de grandeur ($\approx 10 \text{ dB}$) a été également constaté en mesures avec le radar de l'ONERA pour les états de mer calmes, à une fréquence de 7 MHz comme l'indique la figure 4.25.

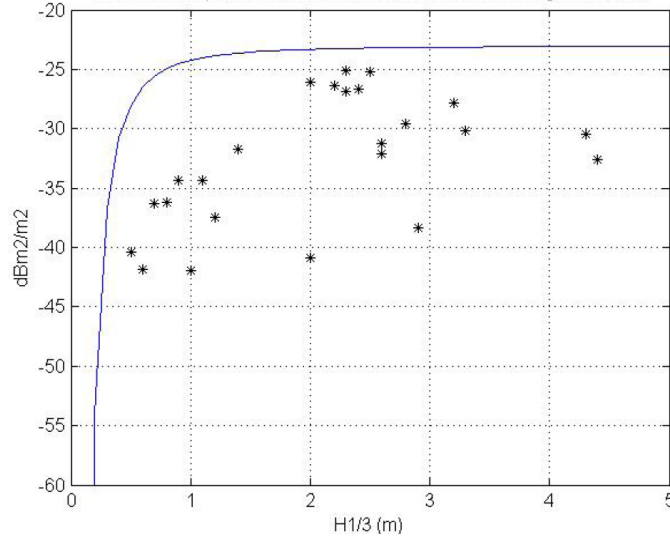


FIG. 4.25 – Comparaison des σ_{SER1} mesuré (étoiles) avec le radar HF à ondes de surface de l'ONERA et calculé avec le modèle de Barrick (traits pleins bleus) à $f = 7 \text{ MHz}$ [16].

Poursuivons l'analyse de la figure 4.23. La courbe à Beaufort 4 fait apparaître des pics secondaires autour de la raie de Bragg aux décalages Doppler : $-0,25$ et $-0,55 \text{ Hz}$. Dans la littérature [126], la position des raies du second ordre (voir schéma Fig. 4.1) est calculée par : $f_{d_{2H}} = \pm \sqrt{2} f_B$ et $f_{d_{2E}} = \pm 2^{3/4} f_B$. $f_{d_{2H}}$ est lié aux interactions entre les vagues et donc au second ordre hydrodynamique. $f_{d_{2E}}$ est dû aux interactions électromagnétiques. A la fréquence de 15 MHz , les raies du second ordre sont situées aux décalages Doppler :

$$f_{d_{2E}} = 2^{3/4} f_B \quad (4.47)$$

et

$$f_{d_{2H}} = \sqrt{2} f_B \quad (4.48)$$

Avec

$$f_B = 0,1 \sqrt{15} = -0.39 \text{ Hz}, \quad (4.49)$$

nous obtenons :

$$f_{d_{2E}} = -0.65 \text{ Hz} \quad (4.50)$$

et

$$f_{d_{2H}} = -0.55 \text{ Hz} \quad (4.51)$$

La valeur calculée de $f_{d_{2H}}$ coïncide bien avec la fréquence du pic observé sur la courbe à Beaufort 4 (figure 4.23) et le pic visible à $-0,25$ Hz correspond à son symétrique par rapport à la raie de Bragg (i.e. $f_B - 0,55$). La présence du second ordre hydrodynamique paraît assez curieuse étant donné que notre modèle de mer est parfaitement linéaire et qu'il ne prend donc pas en compte les interactions entre les vagues. Il existe une autre zone de pics située aux décalages Doppler entre $0,65$ Hz et $0,70$ Hz qui peuvent être interprétés comme faisant partie du second ordre électromagnétique.

Après avoir analysé les fréquences négatives, nous allons nous intéresser aux décalages Doppler positifs. Sur la figure 4.23, il y a également apparition d'un pic d'amplitude élevée sur le SD à $u_f = 10$ cm/s dans les fréquences positives à $0,79$ Hz. La fréquence angulaire de la vague associée à ce décalage Doppler peut être déterminée par :

$$\omega_v = \sqrt{\frac{2\pi g}{\lambda_v}} \quad (4.52)$$

et

$$\lambda_v = \frac{f_d^2 \pi \lambda_r^2}{2g} \quad (4.53)$$

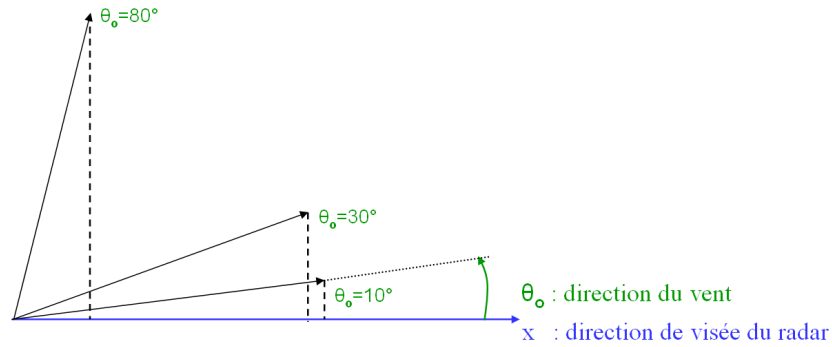
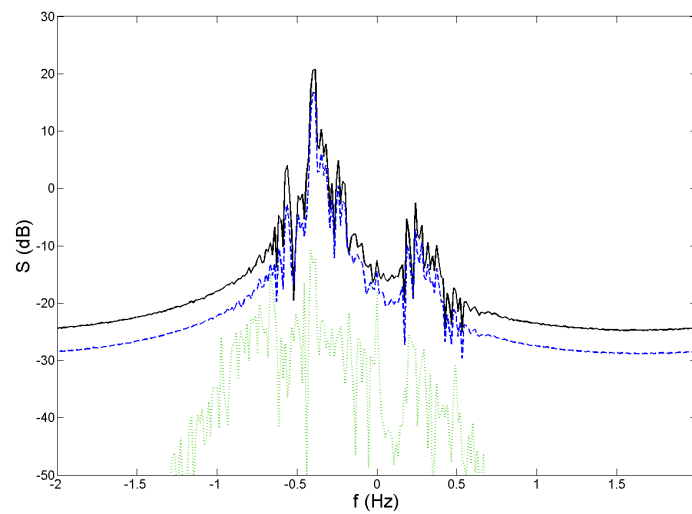
Le calcul donne avec $\lambda_r = 20$ m et $f_d = 0,79$ Hz :

$$\omega_v = 1,24 \text{ rad/s} \quad (4.54)$$

Cette valeur correspond parfaitement au double de la fréquence angulaire de la vague qui entre en résonance de Bragg $\omega_v = 2,48 \text{ rad/s}$ évaluée à 15 MHz. En ce qui concerne la courbe tracée à Beaufort 4, il existe également une zone de pics importants dans les fréquences positives. Le pic principal dans cette zone se situe exactement au décalage Doppler opposé à celui du premier pic du second ordre hydrodynamique à $-0,25$ Hz.

4.3.3.2 Influence de la direction du vent

L'effet du changement de direction du vent va être maintenant analysé. Pour un état de mer Beaufort 4, différentes surfaces de mer sont générées avec différentes directions du vent : $\theta_o = 10^\circ$, $\theta_o = 30^\circ$ puis $\theta_o = 80^\circ$ (voir schéma 4.26).

FIG. 4.26 – Illustration des directions du vent θ_o simulées.FIG. 4.27 – Comparaison de spectres Doppler de surfaces de mer de dimensions $180m \times 180m$, se propageant en sens opposé au radar, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75$ s, $dt = 0,25$ s et $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 10^\circ$ (pointillés verts), $\theta_o = 30^\circ$ (tirets bleus), $\theta_o = 80^\circ$ (traits pleins noirs).

Sur la figure 4.27, tout le SD est atténué lorsque l'angle θ_o passe de 10° à 30° . Cet effet global ressemble au cas où la vitesse du vent diminue (Fig. 4.23). Cette atténuation est tout à fait cohérente étant donné que l'effet Doppler est sensible à la projection du vecteur vitesse de la cible suivant la direction de visée du radar (appelée vitesse radiale). Si l'angle de direction du vent augmente, la vitesse radiale décroît. Dans le cas où $\theta_o = 80^\circ$, les vagues se propagent suivant une direction quasi orthogonale au radar (la vitesse radiale est minimale) tandis que pour $\theta_o = 10^\circ$, la mer évolue quasiment dans la direction de visée (où la vitesse radiale est maximale).

Le comportement du SD en fonction des paramètres d'entrée définissant l'état de mer : force et direction du vent a été exploré. Nous avons vu que l'évolution de l'amplitude de la raie de Bragg est tout à fait cohérente. En effet, ces observations sont conformes avec ce qui était attendu et avec ce qui a été constaté dans la littérature. La partie dans les fréquences opposées du spectre a été également analysée. Celle-ci semble correspondre à la signature du spectre de mer.

Après avoir analysé le comportement d'un certain nombre de SD dans la partie précédente, il est maintenant intéressant de vérifier s'ils possèdent les caractéristiques définies au début de ce chapitre, et en particulier deux raies de Bragg. En effet, l'objectif de notre projet est de pouvoir obtenir par la simulation des SD identiques à ceux qui pourraient être mesurés. Nous avons vu que d'après le modèle de Barrick (Eq. 4.6), ces SD possèdent deux raies de Bragg. Ceci est bien le cas des SD mesurés par les radars HF à ondes de surface présentés notamment par Wyatt [170], Cochin [126] et Huang [158].

Or nos simulations aboutissent à des SD avec une seule raie de Bragg. Ils ne semblent donc pas représenter la réalité des mesures. De plus, en raison de l'absence de la seconde raie, ils n'offrent pas la possibilité d'appliquer certains modèles énoncés au début de ce chapitre pour déterminer des caractéristiques de la mer, telle que la direction du vent que l'on déduit à partir du rapport entre les amplitudes des deux raies de Bragg.

Ce problème est discuté dans la partie suivante.

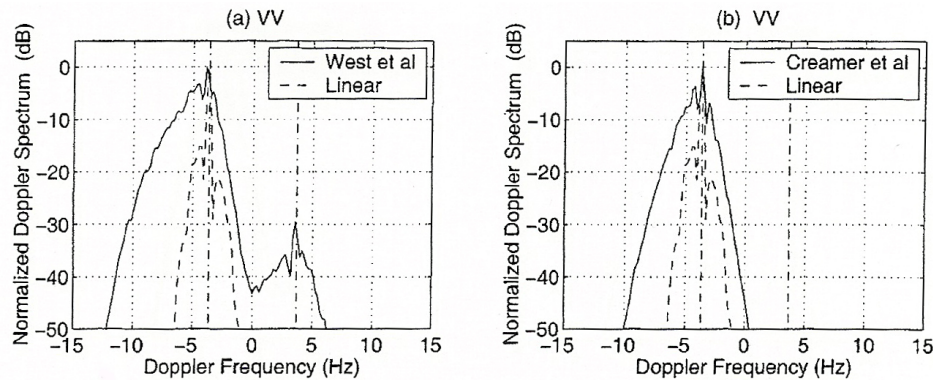


FIG. 4.28 – Comparaison de spectres Doppler simulés à $f = 1,3\text{GHz}$, $\theta_i = 80^\circ$, obtenus avec les modèles de vagues linéaire, de Creamer et al., et West et al., extraits de [88].

4.4 Mise au point : une raie ou deux raies de Bragg ?

A ce stade, nous avons des doutes sur la cohérence des SD simulés. S'agit-il d'une erreur ou existe-il une explication au fait que nous ne puissions aboutir à des SD qu'à une seule raie de Bragg. Ces interrogations nous ont conduit à des recherches plus approfondies sur chacun des éléments du simulateur. Ceci explique le travail de validation réalisé sur le logiciel de simulation EM et présenté dans le chapitre précédent. Tout problème venant d'Elsem3D a été écarté (mauvaise utilisation ou erreur dans le code) et nos efforts se sont alors portés sur le modèle de mer. L'étude qui va être exposée a été initiée suite à un échange avec Pierre Flament (Université de Hawaï), Bertrand Chapron (IFREMER) et Fabrice Ardhuin (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine SHOM). Afin de répondre à notre problématique, nous avons cherché dans la littérature des cas de SD simulés ou mesurés ne présentant qu'une seule raie de Bragg.

- Spectres Doppler simulés

Une étude de Johnson et al. [88] portant sur des comparaisons de modèles hydrodynamiques expose des SD ne faisant apparaître qu'un seul pic. Les auteurs comparent un modèle de mer linéaire avec des modèles prenant en compte des interactions non linéaires entre les vagues (modèles de West et al. [119] et de Creamer et al. [117]). La formulation linéaire est identique à celle que nous avons appliquée à ceci près qu'ils utilisent un spectre de mer de Pierson-Moskowitz et non de JONSWAP, et que les surfaces de mer sont en 2D et non 3D. Cette étude se place en bande L ($f = 1,3\text{GHz}$) et à des incidences, pour les plus rasantes, de 80° . Que ce soit dans les cas linéaire ou non-linéaire de Creamer et al., il n'est pas possible d'identifier deux raies de Bragg tel que le SD de Barrick ou les mesures le prévoit (voir figure 4.28). Avec West et al., ils obtiennent un second pic de très faible amplitude par rapport à la raie de Bragg (-30 dB).

Johnson et al. expliquent ce second pic par la présence des termes non-linéaires qui introduisent des vagues se propageant dans la direction opposée au mouvement dominant.

Nos résultats ne sont donc pas incohérents avec ces travaux car nous n'avons pas d'effets non linéaires. Cependant, cette étude ne nous permet pas de conclure car elle ne se situe pas dans la même bande de fréquences, aux mêmes angles d'incidence et les résultats ne sont pas comparés avec des mesures. Le second pic observable avec le modèle de West et al. ne paraît pas de niveau suffisant pour expliquer la présence ou non d'une deuxième raie de Bragg.

- Spectres Doppler mesurés

Nous avons commenté des SD simulés en bande L qui présentent la même allure que les nôtres mais qui nous permettent pas d'établir une comparaison avec nos simulations. Nous nous sommes donc penchés à nouveau sur la bande HF, en mesure.

Nous n'avons pas trouvé de données publiées dans la bande HF qui font apparaître une seule raie de Bragg et qui précisent les conditions d'expérimentation dont nous avons besoin pour notre analyse (configuration radar, données météorologiques, topologie du terrain, etc.). Nous avons pu d'ailleurs constater que la distance à laquelle est formée le SD n'est en général pas donnée. Nous pouvons cependant présenter des SD [171] en fonction de la distance qui ont été réalisés à Singapour par l'ONERA. Cette île se situe dans le détroit de Malacca et les côtes des pays voisins sont très proches. Cette zone est donc très complexe à caractériser d'un point de vue hydrodynamique en raison de courants et vents perturbés par la présence des côtes voisines. Différents SD issus de la campagne de mesure sont donnés figure 4.29.

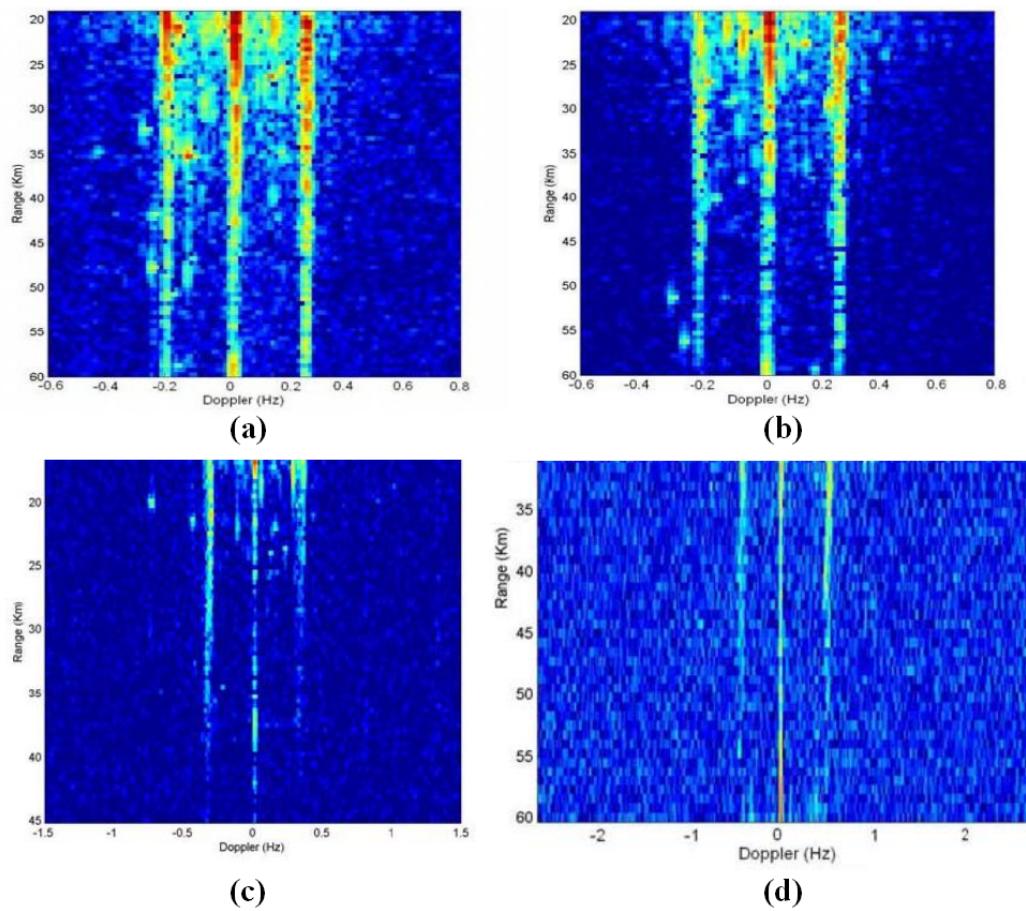


FIG. 4.29 – Spectres Doppler issus d'une campagne de mesures réalisées par l'ONERA.

Les fréquences étudiées durant cette campagne étaient voisines de 5 MHz et 10 MHz. Les mesures n'avaient pas pour objectif de retrouver les paramètres océanographiques de la mer c'est pourquoi nous ne possédons aucune information sur l'état de mer. Les directions de visée du radar ne sont pas non plus connues et ont pu être modifiées d'une image à l'autre. Il est cependant possible de faire quelques commentaires sur ces images. Elles font toutes apparaître deux raies de Bragg ainsi qu'un fort écho Doppler en zéro dû aux réflexions sur le sol.

Proche du radar les deux raies de Bragg sont de niveau élevé et s'atténuent petit à petit avec la distance. Elles donnent une impression d'asymétrie lorsqu'elles diminuent d'amplitude. En effet, il semblerait qu'une raie a tendance à s'atténuer légèrement plus vite que l'autre. Aux plus grandes distances, sur l'image (c) vers 30 km, ce phénomène est bien visible car il ne reste quasiment plus que la raie aux décalages Doppler négatifs. Lorsque l'on s'éloigne des côtes, il semblerait que le SD tende vers un SD à une seule raie de Bragg. Ceci n'a pas l'air d'être le cas sur les autres SD-distance. Nous rappelons que les mesures ont été effectuées dans une zone avec une topologie complexe et que nous ne possédons pas les informations sur les directions et vitesses de vent.

Il est donc encore une fois très difficile de conclure et il apparaît nécessaire de pouvoir traiter des données dont nous maîtrisons de façon plus précise les différents paramètres. Des mesures complémentaires sont donc essentielles à notre étude.

En revanche, des différents SD mesurés ou simulés que nous venons de présenter, que ce soit en bande L ou HF, nous pouvons construire certaines hypothèses. En effet, nous avons pu constater que lorsque la direction du vent est parfaitement définie (cas de Johnson et al.), il ne semble y avoir qu'une seule raie de Bragg associée à un mouvement des vagues privilégié. Ceci paraît être le cas lorsque l'on s'éloigne des côtes et que l'on atteint des conditions qui se rapprochent des hypothèses de mer parfaitement développée de notre modèle. A proximité des côtes, il y a toujours deux raies de Bragg correspondant à deux sens de propagation opposés. Ceci peut être interprété en faisant une analogie avec l'électromagnétisme. Les vagues sont assimilées à une onde EM qui se propage et vient rencontrer un obstacle constitué par les côtes. Il y a alors deux ondes : l'onde incidente et l'onde réfléchie qui se déplacent en sens opposés. Nous allons tenter dans la partie suivante de recréer les conditions qui permettent de visualiser les deux raies de Bragg et de mieux comprendre ces hypothèses.

4.5 Conditions d'apparition de deux raies de Bragg en simulation

Dans cette partie, le modèle de mer utilisé jusqu'à présent va être modifié afin de faire apparaître deux raies de Bragg comme le prévoit le modèle de Barrick ainsi que les SD mesurés. Nous allons mettre en évidence les conditions qui permettent d'obtenir deux pics avec notre simulateur. Ils sont présents l'un dans les décalages Doppler positifs et l'autre dans la partie négative. Ceci signifie que le radar identifie deux vitesses distinctes associées à des déplacements des vagues vers ou à l'opposé de la direction de l'émetteur. Par conséquent, nous devons faire apparaître dans notre modèle les deux types de mouvements.

4.5.0.3 Addition de deux surfaces de mer se propageant en sens opposés

Tout d'abord, la solution la plus simple pour obtenir deux sens de propagation des vagues est d'additionner deux systèmes de vagues se propageant dans des sens contraires. Pour cela, il suffit de changer le signe du terme de propagation dans l'équation définissant la hauteur des vagues en fonction du temps :

$$h_-(\mathbf{r}, t_e) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \sqrt{2S(\mathbf{k}_v) \Delta k_x \Delta k_y} e^{i(\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathbf{r} - \omega_{v_n} t_e + \varphi_n)} \quad (4.55)$$

avec \mathbf{k}_{v_n} vecteur d'onde de la $n^{\text{ième}}$ vague et dont la norme vérifie la relation de dispersion $\omega_{v_n}^2 = \|\mathbf{k}_{v_n}\|g$ et ω_{v_n} est sa fréquence angulaire. t_e représente le temps d'échantillonnage. $S(\mathbf{k}_v) = S(k_v, \theta) = M(k_v) \cdot D(\theta)$ définit le spectre directionnel des vagues produit du spectre des hauteurs des vagues $M(k_v)$ par la fonction angulaire $D(\theta)$ (voir chapitre 1 pour plus de détails). Enfin, φ_n est une variable aléatoire uniformément distribuée entre $[0, 2\pi[$. Cette surface de mer se propage en se rapprochant du radar. Pour obtenir le sens de propagation inverse, l'équation 4.55 devient :

$$h_+(\mathbf{r}, t_e) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N \sqrt{2S(\mathbf{k}_v) \Delta k_x \Delta k_y} e^{i(\mathbf{k}_{v_n} \cdot \mathbf{r} + \omega_{v_n} t_e + \varphi_n)} \quad (4.56)$$

Nous allons créer une surface de mer « artificielle » $h(\mathbf{r}, t_e)$ issue de l'addition des deux surfaces de mer précédentes se déplaçant en sens opposés :

$$h(\mathbf{r}, t_e) = h_+(\mathbf{r}, t_e) + h_-(\mathbf{r}, t_e) \quad (4.57)$$

La hauteur obtenue n'est plus vraiment représentative d'un état de mer et n'a plus tout à fait de réalité physique. Il s'agit juste maintenant de mettre en évidence un phénomène. La figure 4.30 représente le SD tracé pour une surface de mer définie par l'équation 4.57.

Les deux raies de Bragg sont maintenant bien visibles. Le SD présente une certaine symétrie même si les deux surfaces additionnées sont différentes. En effet, les états de mer ont été définis de façon identique mais le tirage de la phase aléatoire était différent, ce qui abouti à des réalisations bien distinctes. La courbe est moins lisse que ce qui pouvait être observé dans le cas d'une surface à un seul type de mouvement. Des minima apparaissent dans les décalages Doppler faibles (inférieurs à ceux des raies des Bragg).

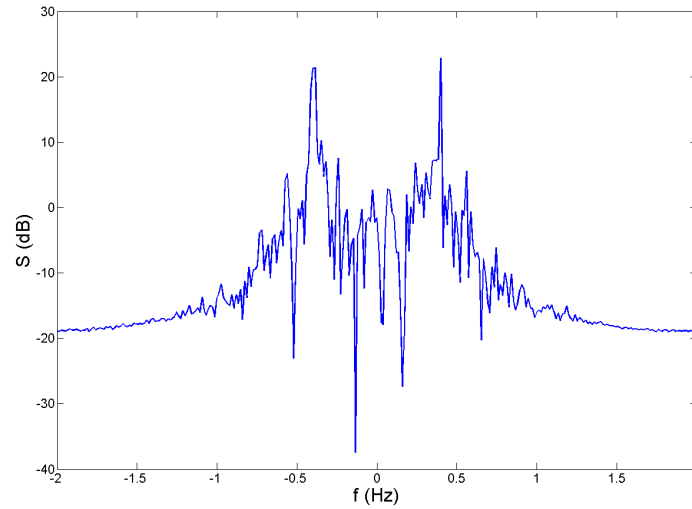


FIG. 4.30 – Spectre Doppler d'une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, issue de l'addition des hauteurs de deux surfaces de mers ayant pour caractéristiques : $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant vers le radar et l'autre s'en éloignant, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

Nous avons ici mis en évidence une condition qui permet d'obtenir deux raies de Bragg : l'addition de deux mouvements de sens opposés. Ces deux sens de propagation peuvent être interprétés physiquement par des mouvements issus de réflexions des vagues sur des obstacles tels que les côtes (phénomène de flux et le reflux), un bateau, un container, etc. En pleine mer, en l'absence d'obstacle, il ne peut pas exister deux systèmes de vagues se propageant en sens opposés et qui seraient engendrés par deux vents soufflant en même temps en sens opposés et avec la même force.

4.5.0.4 Addition de bruit aux hauteurs d'une surface de mer en mouvement

Une autre hypothèse qui peut être envisagée pour obtenir un autre sens de propagation que celui des vagues générées est d'ajouter un bruit à la hauteur des vagues. Ce bruit n'a pas de direction ou de sens privilégiés ni un spectre présentant la même répartition que celle affectée aux vagues. Il a un spectre constant en fonction de la fréquence. L'amplitude du bruit est faible devant la hauteur des vagues. Nous choisissons de le définir à partir des fonctions utilisées pour la surface de mer, comme suit :

– **Son spectre** (voir la figure 4.31) :

$M(k_v) = \text{constante} \ll M_{JONSWAP}(k_v)$ (arbitrairement 1% de la valeur maximale du spectre de JONSWAP).

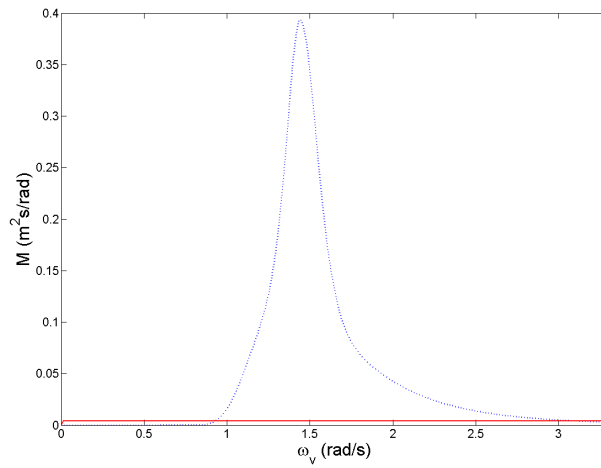


FIG. 4.31 – Spectre du bruit (traits pleins rouges) défini à 1% de la valeur maximale du spectre de JONSWAP pour $u_f = 19$ cm/s et $H_{mo} = 1.5$ m (pointillés bleus).

– **La direction du vent** (voir la figure 4.32) :

θ_o est une variable aléatoire uniformément répartie entre $[0, \pi]$ qui intervient dans la fonction $D(\theta)$ de Eq. 4.55.

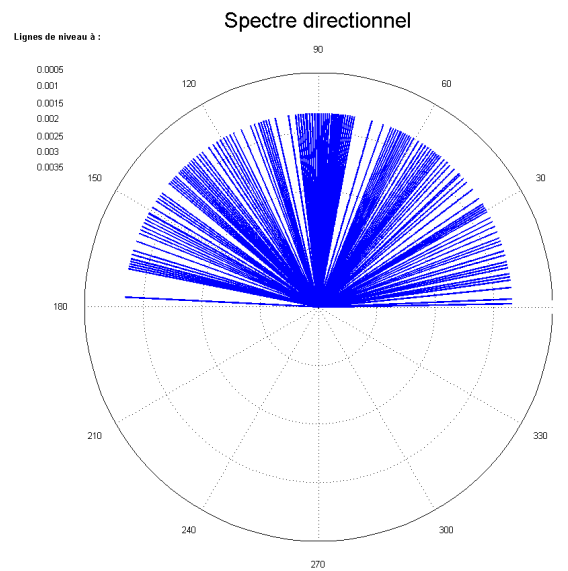


FIG. 4.32 – Spectre directionnel du bruit avec une direction du vent aléatoire uniformément répartie entre $[0, \pi]$.

- **Son sens de propagation** est défini par le terme de l'équation 4.55 : $\text{sign}(\chi)\omega_n t_e$, avec χ est une variable aléatoire uniformément répartie entre $[-1, 1]$ ⁴.
- **Phase :**
Comme pour les hauteurs de la surface de mer (Eq. 4.55), un tirage aléatoire de distribution uniforme est réalisé $\varphi_n \in [0, 2\pi[$.

Le SD pour la surface générée à partir des fonctions précédentes va être tracé ainsi que celui obtenu avec une surface issue de l'addition de ce bruit aux hauteurs d'une surface de mer classique. Les figures 4.33 et 4.34 correspondent aux SD associés respectivement au bruit et à la somme du bruit et de la surface de mer. Le bruit pourrait être interprété physiquement comme un bruit de mesure (introduit par le système, l'ionosphère, etc.) ou alors un bruit de mer. Dans le cas de ce dernier, plusieurs vents se seraient succédés dans différents sens et directions puis auraient laissé place à un vent dominant (celui de la surface de mer additionnée).

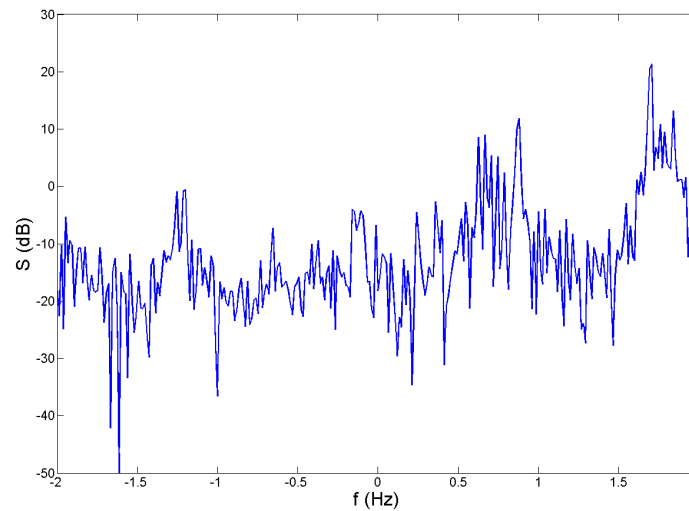


FIG. 4.33 – Spectre Doppler d'une surface bruitée de dimensions $180m \times 180m$, se propageant dans des sens aléatoires et des directions de vent aléatoirement réparties entre $0^\circ \leq \theta_o \leq 180^\circ$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

Le SD tracé avec du bruit ne fait apparaître aucun effet de résonance de Bragg même s'il existe un maximum entre 1,5 Hz et 2 Hz. Dans le cas où la surface bruitée est additionnée à une surface de mer classique, le SD (Fig. 4.34) présente une raie de Bragg à 0,4 Hz (valeur théorique : 0,39 Hz) ainsi que le pic observé sur la figure 4.33 avec la surface bruitée. L'aspect de courbe en forme de « cloche » visible sur un SD de mer classique a disparu. En effet, le SD est plus chahuté en raison de l'addition du bruit.

⁴La fonction $\text{sign}(x)$ est égale à 1 lorsque $x \geq 0$ et -1 pour $x < 0$.

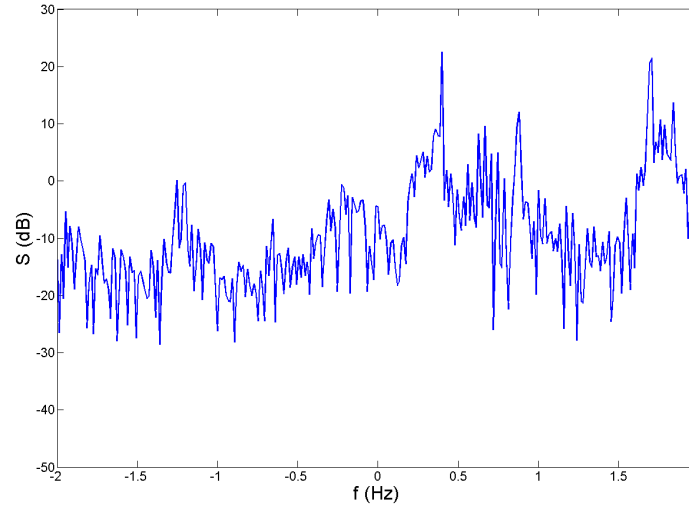


FIG. 4.34 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, issue de l’addition des hauteurs d’une surface de mer ayant pour caractéristiques : $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar et d’une surface bruitée se propageant dans des sens aléatoires et des directions de vent aléatoirement réparties entre $0^\circ \leq \theta_o \leq 180^\circ$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

Nous allons maintenant considérer un autre type de bruit. Tout comme précédemment, son spectre est constant mais son sens va être opposé à celui des vagues simulées. Sa direction est définie dans le même quadrant que la surface de mer c’est à dire pour $\theta_o \in [0, \pi/2]$ et sa fonction angulaire est fixée à 1 pour les valeurs de θ_o données et annulée pour les autres angles.

En résumé :

- **Son spectre** (voir la figure 4.31) :

$$M(k_v) = \text{constante} \ll M_{\text{JONSWAP}}(k_v) \text{ (1\% de la valeur maximale du spectre de JONSWAP).}$$

- **La fonction angulaire** :

$$D(\theta) = 1 \text{ pour } \theta_o \in [0; \frac{\pi}{2}] \text{ et } D(\theta) = 0 \text{ ailleurs.}$$

- **Son sens de propagation** est défini par le terme de l’équation 4.55 :

$$+\omega_n t_e.$$

- **Phase** :

Comme pour les hauteurs de la surface de mer (Eq. 4.55), un tirage aléatoire de distribution uniforme est réalisé $\varphi_n \in [0, 2\pi[$.

Quel sens physique donner à ce bruit ? Il faut se rappeler qu’il a un sens privilégié mais pas de direction bien définie. Ceci pourrait correspondre à plusieurs vents qui auraient soufflé dans différentes directions mais un sens précis (opposé à celui des vagues de la surface de mer). Ces vents auraient

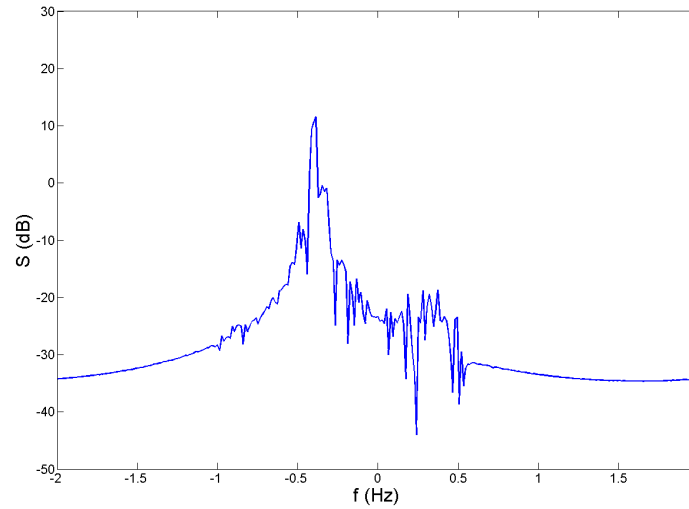


FIG. 4.35 – Spectre Doppler d'une surface bruitée de dimensions $180m \times 180m$, se propageant vers le radar avec des directions de vent aléatoirement réparties entre $0^\circ \leq \theta_o \leq 90^\circ$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

laissé place à un vent dominant (de la surface de mer classique que nous allons ajouter). Il est également possible de penser qu'il serait issu de réflexions de faibles amplitudes (multiples ou non) sur un ou des obstacles (bateaux, container, rocher, etc.).

Ce bruit est ajouté aux hauteurs d'une surface de mer « classique » et les SD associés au bruit et à l'addition du bruit avec les hauteurs de mer sont donnés Fig. 4.35 et Fig. 4.36.

Un pic est maintenant visible sur le SD correspondant à la surface bruitée (4.35). Il se situe au décalage Doppler $-0,39$ Hz ce qui coïncide avec le décalage Doppler théorique de Bragg à 15 MHz. Il s'agit donc bien d'une raie de Bragg. Ce SD ressemble beaucoup à un SD de mer tel que nous avons pu les voir dans les parties précédentes. Les pics observés dans les décalages Doppler opposés à la raie de Bragg sont à nouveau présents. Le SD correspondant au cas où le bruit est ajouté aux hauteurs de mer présente deux pics positionnés aux décalages Doppler de Bragg à : $-0,39$ Hz et $0,4$ Hz. La raie de Bragg dans les fréquences négatives est plus faible que celle dans les fréquences positives. Ceci est cohérent avec le fait que le pic à $f_d < 0$ correspond au bruit dont nous avons fixé l'amplitude du spectre à 1% du maximum du spectre de JONSWAP. Nous retrouvons ici les conclusions faites au début de ce chapitre sur la sensibilité de la raie de Bragg aux hauteurs de la scène. En effet, même lorsque l'amplitude du bruit est très faible ($h \approx [-0,4; 0,4]m$ soit $h < \lambda_r/50$), la raie de Bragg est bien distincte. De ces quatre derniers SD nous pouvons conclure qu'il est nécessaire que le bruit ait un sens de propagation bien défini (opposé au mouvement de la mer) même s'il n'a pas de directions du vent privilégiées, pour voir apparaître deux raies de Bragg.

Dans les deux dernières parties, nous avons mis en évidence deux conditions qui permettent d'observer la deuxième raie de Bragg. Il s'agit d'ajouter aux hauteurs de la surface de la mer, les hauteurs d'une autre surface se propageant en sens opposé ou alors un bruit de spectre constant, de

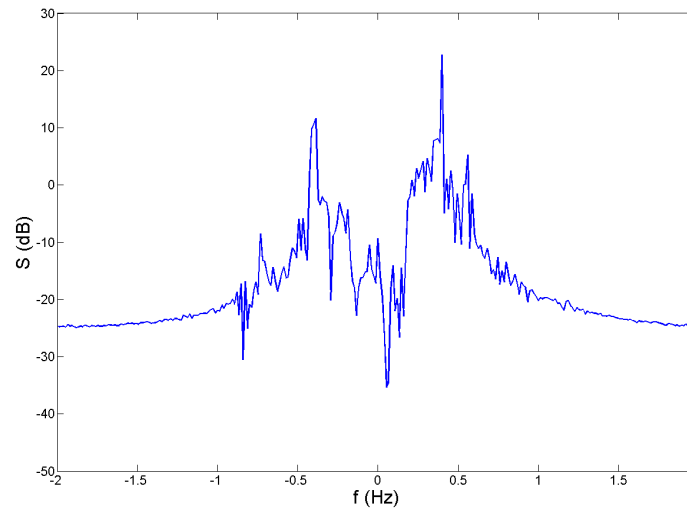


FIG. 4.36 – Spectre Doppler d’une surface de mer de dimensions $180m \times 180m$, issue de l’addition des hauteurs d’une surface de mer ayant pour caractéristiques : $u_f = 19cm/s$, $\theta_o = 0^\circ$, se propageant en sens opposé au radar et d’une surface bruitée se propageant vers le radar avec une direction de vent aléatoirement réparties entre $0^\circ \leq \theta_o \leq 90^\circ$, $f = 15MHz$, $T_{obs} = 75s$ et $dt = 0,25s$.

directions aléatoires et de sens de déplacement opposé. Un bruit complètement aléatoire avec sens et direction de vent aléatoires ne permet pas d’obtenir les deux raies. Ces conclusions ont été établies à partir de simulations. Il reste encore à confronter nos hypothèses de conditions d’apparition de deux raies de Bragg avec des mesures.

Après avoir vu comment il est possible d’aboutir à un SD possédant deux composantes de Bragg de signatures fréquentielles de signes opposés, nous allons tenter de comparer les SD calculés par notre simulateur avec les mesures réalisées par l’ONERA. Ceci a pour objectif de savoir si les SD tracés sont cohérents avec les phénomènes observés durant les campagnes d’expérimentation et si nos hypothèses sur les conditions de présence de deux raies de Bragg sont vérifiées.

4.6 Comparaison avec des mesures de l’ONERA

L’ONERA et plus précisément le Département Électromagnétisme et Radar (unité Radars Basses Fréquences) a réalisé durant l’année 2007 une campagne de mesures dans la baie de Biscarrosse au Centre d’Essais des Landes. Cette campagne a été financée par la DGA (Délégation Générale pour l’Armement). Les mesures ont été effectuées avec un Radar à Ondes de Surface (ROS) fonctionnant dans la bande de fréquence HF.

4.6.1 Caractéristiques du radar HF à ondes de surface (ROS) de l'ONERA

Les caractéristiques du ROS sont résumées dans le tableau 4.3 (pour plus de détails [16] et [172]).

Fréquence	5-15 MHz
Bande passante	30 kHz
Type d'onde	Impulsion
Durée d'impulsion	300 μ s
PRI	2-5 ms
Antenne d'émission	1 biconique
Antennes de réception	16 « fouets »
Puissance moyenne	300 W
Résolution azimutale	10°
Résolution radiale	5 km
Portée	200 km
Zone aveugle	45 km
Temps d'intégration cohérente	60 s

TAB. 4.3 – Caractéristiques du radar HF à ondes de surface de l'ONERA.

Comme vu au début de ce chapitre, le terme « PRI » correspond à la période de répétition de l'impulsion (voir figure 4.3). Il existe une zone aveugle car le radar ne peut émettre et recevoir simultanément un signal. Cette zone est liée à la durée de l'impulsion. Les grandeurs du tableau 4.3 ont été déterminées grâce aux relations suivantes :

- **Résolution azimutale** : $\frac{\lambda_R}{D}$ avec λ_R longueur d'onde du radar et D longueur du réseau d'antennes
- **Résolution radiale** : $\frac{c}{2B}$ avec B largeur de la bande de fréquences émises
- **Zone aveugle** : $\frac{tc}{2}$ avec τ durée de l'impulsion

Le ROS est placé sur une dune de la plage de Biscarrosse et est décalé par rapport à la direction Ouest de 7,65° comme l'indique la figure 4.37. Une bouée ancrée nommée Gascogne est positionnée à 310 km du radar. Celle-ci fait l'objet d'une coopération entre l'Office Météorologique du Royaume-Uni (UKMO) et Météo-France. Elle est équipée d'une station océanique météorologique qui fournit des mesures de pression atmosphérique et tendance, température de l'air et de la mer, vitesse et direction du vent, humidité et vagues. Les données sont transmises en temps réel sur le SMT (Système Mondial de Transmission de données météorologiques) et sont accessibles par exemple sur le site internet de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Nous utiliserons ses données pour recréer les conditions de mesure en simulation afin de pouvoir établir une comparaison la plus juste possible.

La disposition des différents éléments constituant le système radar est décrite sur la figure 4.38.

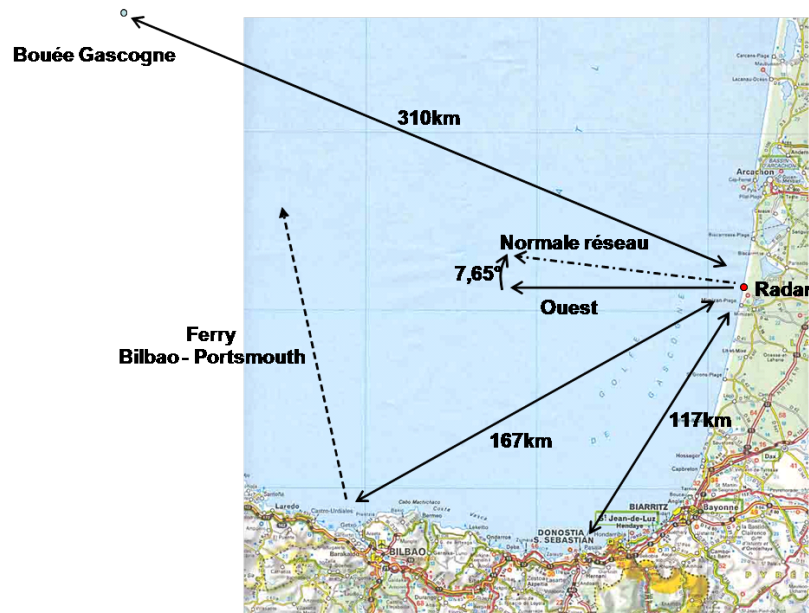


FIG. 4.37 – Définition de l'angle de visée du radar à ondes de surface de l'ONERA par rapport à la direction Ouest.

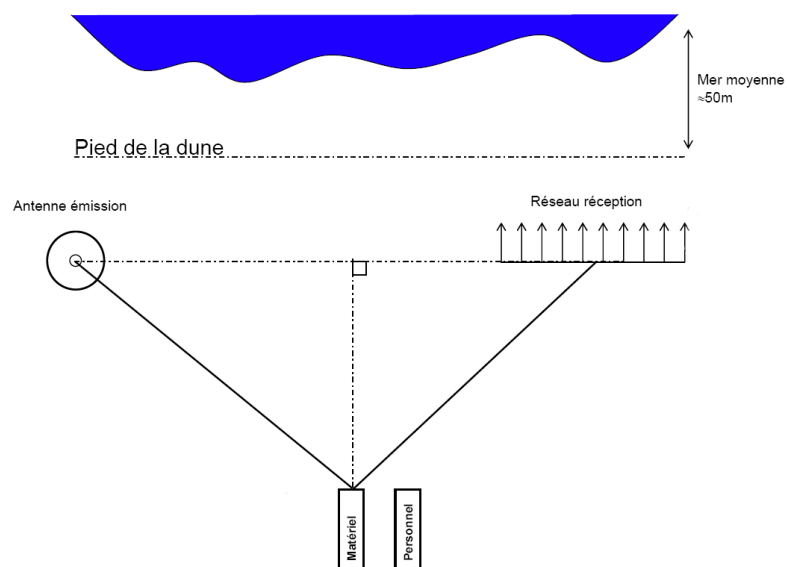


FIG. 4.38 – Illustration de l'implantation du radar à ondes de surface de l'ONERA (vue de dessus).

L'antenne de réception est biconique et le réseau de réception est composé de seize antennes « fouets » de 10 m de haut, comme l'indique les figures 4.39 et 4.40 respectivement.



FIG. 4.39 – Antenne biconique d'émission



FIG. 4.40 – Réseau d'antennes « fouets » de réception (hauteur : 10m)

4.6.2 Mesures du radar HF à ondes de surface (ROS) de l'ONERA

Les fichiers de données fournis par l'ONERA ont été réalisés dans les conditions énoncées dans le tableau 4.4.

Configuration	Date	Fréquence en MHz	Heure	Direction du vent	Vitesse du vent u_{10} en m/s	Hauteur significative Hmo en m	État de mer
(a)	13/06/07	~5,4	17h08	SSO	2,6	1,2	B. 4
(b)	13/06/07	~7,7	17h41	S	2,1	1,4	B. 4
(c)	13/06/07	~12,5	18h13	S	2,6	1,3	B. 4
(d)	16/07/07	~5,4	16h38	OSO	8,2	1,6	B. 4-5
(e)	16/07/07	~7,7	17h15	OSO	8,8	1,7	B. 4-5
(f)	16/07/07	~12,5	17h47	OSO	9,8	1,7	B. 4-5

TAB. 4.4 – Configurations des mesures réalisées avec le ROS et paramètres océanographiques issus de la bouée Gascogne.

Il faut remarquer que les états de mer dans la baie étaient assez forts durant la campagne de mesure et qu'ils le sont en général dans cette zone. Dans tous les cas, nous nous baserons, pour caractériser l'état de mer dans nos simulations, sur la hauteur des vagues qui est une donnée plus stable dans le temps que la vitesse du vent. En effet, la vitesse du vent peut varier très vite et son impact sur les vagues ne sera visible que quelques heures plus tard.

Les SD, pour des distances de 50 à 300 km du radar, associées aux configurations (Tab. 4.4) sont donnés sur la figure 4.41. Les 50 premiers kilomètres manquants correspondent à la zone aveugle et les éventuelles signatures au « 0-Doppler » sont dues à la contribution du sol.

Les SD-distance du 13/06/07 ((a), (b) et (c) Fig. 4.41) font apparaître deux raies de Bragg bien visibles près des côtes. Les raies s'atténuent avec la distance de façon asymétrique. En (a) la raie négative disparaît alors que celle dans les fréquences positives persiste jusqu'à 250 km. En (b) la raie négative s'éteint plus rapidement que l'autre et il en est de même en (c). Sur ce dernier SD-distance, les raies de Bragg ne sont observables que dans les premiers 100 km en raison de la fréquence du radar qui est plus élevée (12,5 MHz). Pour mieux en comprendre la raison, nous avons tracé sur la figure 4.42 le spectre de JONSWAP dont l'état de mer est voisin des conditions du 13/06/07 à 18h13.

Les fréquences angulaires des vagues qui entrent en résonance de Bragg avec le radar peuvent être calculées pour les différentes fréquences utilisées lors des mesures avec (voir chapitre précédent pour le détail) :

$$\omega_v = \sqrt{\frac{4\pi g}{\lambda_r}} \quad (4.58)$$

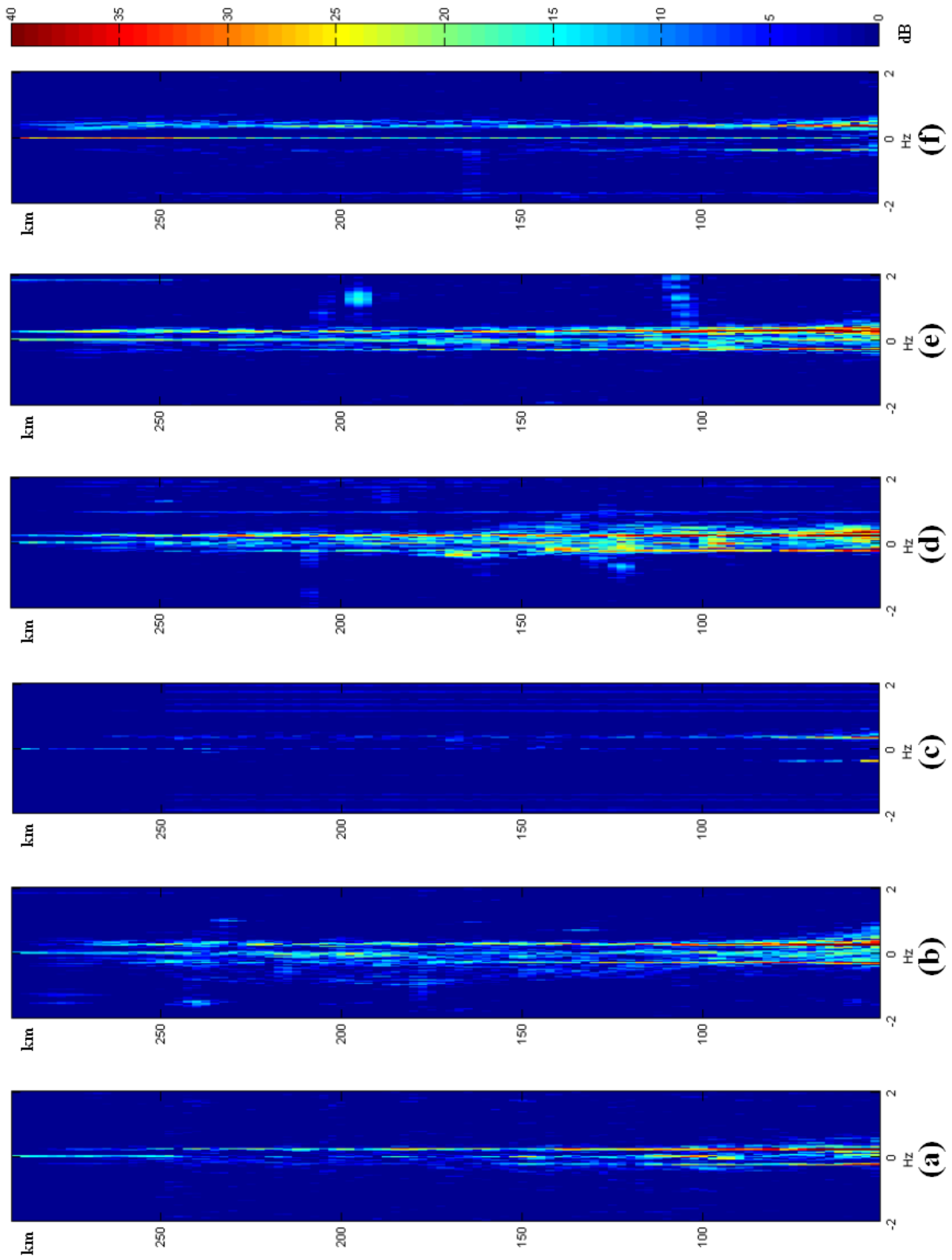


FIG. 4.41 – Spectres Doppler - distance mesurés avec le ROS pour des distances de 50 à 300 km du radar (voir configurations Tab. 4.4).

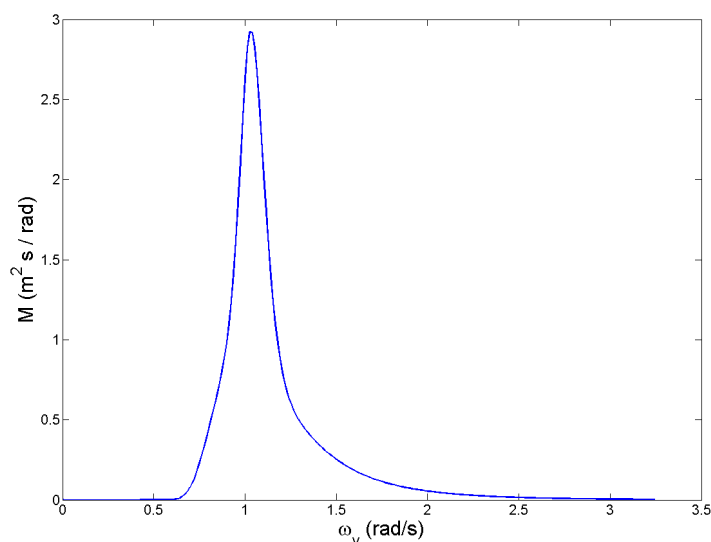


FIG. 4.42 – Spectre de JONSWAP avec $u_f = 28\text{cm/s}$, $H_{mo} = 1,3\text{m}$ (correspondant aux conditions du 13/06/07 à 18h13).

Nous obtenons les valeurs de ω_v données dans le tableau 4.5.

Fréquence du radar	ω_v
5,4 MHz	1,49 rad/s
7,7 MHz	1,78 rad/s
12,5 MHz	2,27 rad/s

TAB. 4.5 – Fréquences angulaires des vagues qui entrent en résonance de Bragg avec les fréquences du ROS.

Du spectre de mer de la figure 4.42 et des ω_v calculés dans Tab. 4.5, nous pouvons déduire que plus la fréquence du ROS est élevée moins la contribution de la vague résonante est importante. Ceci s'observe bien sur les SD-distance du 13/06/07 (a), (b) et (c) Fig. 4.41. Ce raisonnement est également valable pour les SD-distance du 16/07/07 car les vagues n'étaient que légèrement plus hautes que celles du 13/06/07. Les images du 16/07/07 ((e), (f) et (g) Fig. 4.41) présentent les mêmes caractéristiques que les précédentes. En effet, la raie dans les décalages Doppler négatifs tend à disparaître lorsque la distance aux côtes augmente. A 5,36 MHz (e) l'image est plus bruitée que les autres en raison de perturbations ionosphériques. A 12,5 MHz (g), les raies sont observables sur plus de kilomètres que sur l'image à 12,5 MHz du 13/06/07.

Tous ces SD-distance pourraient confirmer les hypothèses que nous avons faites : proche des côtes, il existe deux raies de Bragg et loin des côtes il n'en apparaît souvent plus qu'une. Cette dernière correspond aux vagues se déplaçant vers le radar car ne subsiste que les signatures dans les décalages Doppler positifs.

A faible distance du radar, deux mouvements des vagues se superposent pour donner deux vecteurs vitesse de sens opposés. Ceci est peut-être dû aux phénomènes de réflexion sur la plage.

En pleine mer et en l'absence de tout obstacle, les vagues se propagent dans un sens bien déterminé. Deux vents ne semblent pas pouvoir souffler en sens parfaitement contraires et créer un mouvement et son mouvement opposé au même moment. Ceci rejoint bien les conclusions que nous avons faites précédemment. Le modèle de mer choisi pour cette étude se place dans des conditions de mer parfaitement développée (loin des côtes, en l'absence d'obstacle) et dans ce cas, il n'apparaît bien qu'une seule raie de Bragg.

Par contre, nous ne pouvons pas vérifier l'hypothèse de la présence d'un obstacle, à grandes distances, pour expliquer l'apparition de deux raies de Bragg. En effet, cette condition ne s'est pas présentée durant la campagne de mesures.

L'ensemble de nos observations n'est pas en contradiction avec les caractéristiques de SD mesurés ou des modèles donnés au début de ce chapitre. En effet, les modèles, et notamment celui de Barrick [31, 32] ont été développés pour être représentatifs des SD mesurés. Ils décrivent en particulier les deux premiers ordres du spectres et présentent deux raies de Bragg tout comme les SD mesurés par l'ONERA près des côtes.

4.6.3 Comparaison de SD mesurés avec le ROS avec les SD simulés

Après avoir étudié les configurations pour lesquelles nos SD présentent une ou deux raies de Bragg, nous allons profiter du fait d'avoir des données mesurées pour les comparer avec nos SD simulés. Nous allons nous placer dans les mêmes conditions que durant les relevés de l'ONERA et comparer l'allure des SD simulés avec les SD mesurés. L'objectif est de valider l'allure de nos courbes et ainsi de valider plus en avant l'ensemble du simulateur.

Une distance doit être choisie sur les SD-distance pour obtenir une « coupe » qui correspond à un SD. Ceci revient à sélectionner une « case distance » dans le SD-distance. Notre modèle de mer représente des conditions de mer parfaitement développée (fetch infini et profondeur infinie). Il s'agit là de conditions de mer loin des côtes. La case distance doit donc être prise suffisamment éloignée du radar. Les données de l'image (c) (Fig. 4.41) sont écartées car les raies de Bragg disparaissent très vite. Nos simulations se placent dans des conditions idéales, c'est à dire qu'il n'y a pas de perturbations ionosphériques, de bruit de mesure, etc. Ainsi afin de comparer ce qui est comparable, les images (b), (d) et (e) ne sont pas non plus retenues. Nous avons sélectionné pour commencer les données correspondant à la configuration (f) car elles se situent à une fréquence proche de celle considérée dans notre étude (12,5 MHz).

Pour pouvoir réaliser la comparaison, les SD issus des mesures et les SD simulés doivent être calculés dans les mêmes conditions. Nous allons donc expliciter les deux méthodes de calcul du SD et pour cela nous nous appuyons sur le schéma 4.43.

Tout d'abord, dans le cas de la simulation l'amplitude du champ incident est définie égale à 1 V/m. Il n'y a pas de notion de propagation sur de longues distances. La surface simulée et éclairée est carrée, de côté d .

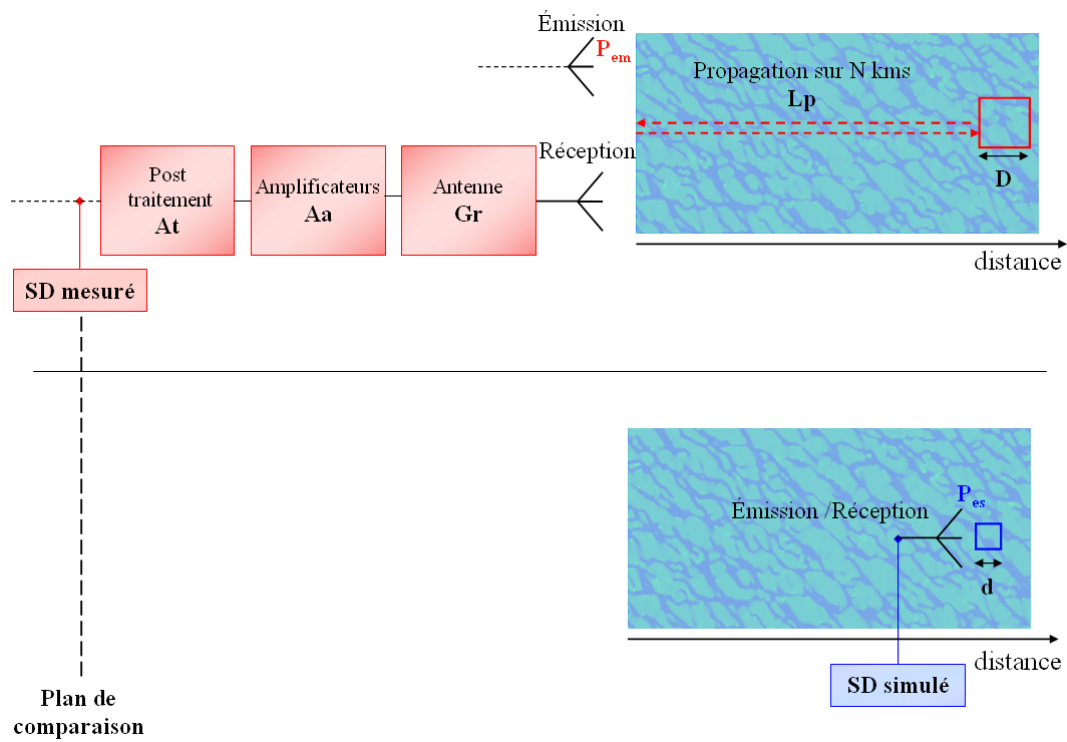


FIG. 4.43 – Comparaison entre les configurations de calcul du SD mesuré (haut) et simulé (bas).

Dans le cas réel des mesures, la puissance moyenne émise par le radar est de 300 W. L'onde EM se propage sur plusieurs dizaines de kilomètres et subit des pertes de propagation L_p avant d'atteindre la case distance étudiée (côté égal à D). Le signal reçu est amplifié par un étage d'amplificateurs puis il est post-traité.

Par conséquent, nous devons tenir compte de toutes les pertes et traitements intervenant sur les données mesurées, en simulation pour ramener le SD simulé dans le plan de comparaison du schéma 4.43. Il faut également normaliser les dimensions des surfaces considérées. Les différents termes de ce schéma, vont être définis, exprimés et évalués. Ces informations ont été fournies par l'ONERA.

- P_{es} est la densité de puissance émise en simulation.
- P_{em} est la densité de puissance émise en mesure.
- d représente le côté de la surface de mer simulée.
- D correspond au côté de la case distance, en mesure.
- L_p sont les pertes de propagation. $L_p = L_v + L_m$ avec L_v pertes dans le vide et L_m pertes additionnelles dues à la rugosité et à la permittivité de la mer. Les pertes dans le vide sont en $1/r^4$ avec r distance parcourue par l'onde. Pour déterminer L_m , nous nous basons sur la thèse de Bronner [36] qui a calculé les pertes de propagation dues à la surface de mer. Ces travaux s'appuient sur les formulations de Bremmer valables pour une mer lisse et homogène, corrigée par une impédance équivalente fonction de l'état de mer et de la fréquence établie par Barrick.
- G_r est le gain de l'antenne de réception.

- A_a est le gain d'amplification de l'ensemble des amplificateurs.
- A_t est le gain apporté par le post-traitement $A_t = A_c + A_D$ où A_c est le gain associé à la corrélation qui est faite entre le signal reçu et le signal émis et A_D est le gain dû au traitement Doppler (détails de ces traitements dans la thèse de Bronner [36]).

Nous allons maintenant affecter une valeur à ces différents paramètres. Le bilan de liaison est réalisé en puissance et en dB ce qui revient à appliquer $10 \log(x)$ dans les calculs.

Pour la simulation :

- $P_{es} = 10 \log(\frac{E^2}{2\eta}) = 10 \log(\frac{1}{2 \cdot 377}) = -28,8$ dB, avec η impédance du vide et E intensité du champ incident.
- $Aire_d = 10 \log(164 \times 164) = 44,3$ dB, aire de la surface simulée sans les bords ($180 - 2 \times 8$) car le champ diffusé est calculé avec l'annulation des courants sur les bords lissés (voir chapitre 3).

Pour les mesures, les valeurs et formules ont été fournies par l'ONERA. Certaines caractéristiques n'ont pas pu être évaluées de manière précise. Dans ce cas, nous signalerons les paramètres sur lesquels il existe une incertitude.

- $P_{em} = 10 \log(300) = 24,8$ dB.
- $G_r = -15$ dB à 12,5 MHz. Cette valeur est approximative et comporte une incertitude que nous ne pouvons évaluer.
- $A_a = 63$ dB.
- $A_D = 10 \log(B \times \tau) = 10 \log(30 \cdot 10^3 \times 300 \cdot 10^{-6}) = 9,5$ dB avec τ durée de l'impulsion
- $A_c = 10 \log(T_{obs}/PRI) = 10 \log(60/2 \cdot 10^{-3}) = 44,8$ dB
- $Aire_D(r) = 10 \log(\frac{c}{2B} \cdot \frac{r \cdot D_{res}}{\lambda_r})$ dB, avec B bande passante du signal émis, r distance parcourue, $D_{res} = 300$ m longueur du réseau d'antennes et λ_r longueur d'onde du radar.
- $L_p(r)$ est évalué pour les différentes distances r grâce au programme réalisé par Bronner.

Le SD mesuré SD_m ne va pas être modifié mais nous allons corriger le spectre Doppler simulé SD_s avec les différents termes définis pour obtenir un SD comparable aux mesures. Ainsi $SD_{s,corr}(r)$ est le SD simulé corrigé, calculé à une distance r et a pour expression :

$$SD_{s,corr}(r) = SD_s - Aire_d - P_{es} + Aire_D(r) + P_{em} + G_r + A_a + A_D + A_c - L_p(r) \quad (4.59)$$

$$= SD_s - 44,3 + 28,8 + Aire_D(r) + 24,8 - 15 + 63 + 9,5 + 44,8 - L_p(r) \quad (4.60)$$

$$= 111,6 + Aire_D(r) - L_p(r) \quad (4.61)$$

La configuration simulée pour correspondre aux conditions (f) du Tab.4.4 va être déterminée. Le vent soufflait dans la direction OSO soit $22,5^\circ$ par rapport à la direction Ouest auquel il faut ajouter le décalage angulaire du radar (par rapport à cette même direction) de $7,65^\circ$ (voir Fig. 4.37).

La direction du vent à définir est donc voisine de 30° par rapport à la visée du radar. Nous nous basons sur la hauteur des vagues pour fixer l'état de mer. Elle était de 1,7 m ce qui correspond à une vitesse de friction du vent d'environ $u_f = 28$ cm/s (voir l'échelle Beaufort en Annexe A). Le tableau 4.6 résume les paramètres de la simulation.

Fréquence du radar	$f = 12,5$ MHz
Vitesse du vent	$u_f = 28$ cm/s
Direction du vent	$\theta_o = 30^\circ$
Hauteur des vagues	$H_{mo} = 1,7$ m

TAB. 4.6 – Configuration simulée pour comparer avec les conditions (f) du Tab.4.4.

Comme vu dans le chapitre précédent, afin de pouvoir effectuer une comparaison précise des niveaux des SD, il est nécessaire de réaliser une moyenne des SD simulés, ceci en raison de la modélisation par une approche statistique de la surface de mer. Ainsi, 10 SD simulés ont été moyennés (valeur choisie pour obtenir une convergence acceptable voir Fig. 3.30 mais limitée afin de ne pas atteindre des temps de calculs trop longs).

Nous commençons par tracer les SD mesuré et simulé (corrigé par Eq. 4.61) loin des côtes pour éviter les phénomènes de réflexion et pour être en eaux profondes, conditions nécessaires pour appliquer notre modèle de mer. De plus, les données météorologiques de la bouée Gascogne sont recueillies à 310 km du radar. Les cases distances les plus éloignées des fichiers en notre possession sont à 217,5 km. Nous avons tracé sur la figure 4.44 L_m , terme composant L_p et correspondant aux pertes additionnelles dues à la rugosité et à la permittivité de la mer, évalué par le programme développé par Bronner. Les pertes ont été calculées dans la configuration traitée (Tab. 4.6) : $f = 12,5$ MHz et pour $u_f = 28$ cm/s. La courbe fait apparaître que les pertes suivent une loi linéaire en fonction de la distance. Pour une case distance à 217,5 km du radar, le signal est atténué de 43 dB sur son trajet aller-retour.

La figure 4.45 établit la comparaison entre SD mesuré et simulé (corrigé par Eq. 4.61) à 217,5 km. Nous constatons Fig. 4.45 que les raies de Bragg se superposent à 2 dB près. Les résultats obtenus concordent donc avec une précision supérieure aux incertitudes apparues dans le bilan de liaison Eq. 4.61. Les raies sont situées parfaitement à leur position attendue puisque la fréquence de Bragg théorique est de $0,1 \sqrt{12,5} = 0,35$ Hz. Cependant, les niveaux autour de ces raies ne coïncident plus. En effet, la courbe mesurée présente une amplitude plus élevée que celle simulée. Ceci n'est pas incohérent car le modèle de mer ne permet pas de générer les interactions entre les vagues, participant au continuum du second ordre. De plus, il ne faut pas oublier que la simulation constitue un cas « idéal » (aucun bruit hydrodynamique, au sens défini précédemment dans ce chapitre, n'a été introduit) alors que les données mesurées présentent un certain bruit dû au système radar, aux perturbations atmosphériques, etc. Cette comparaison semble donc assez satisfaisante.

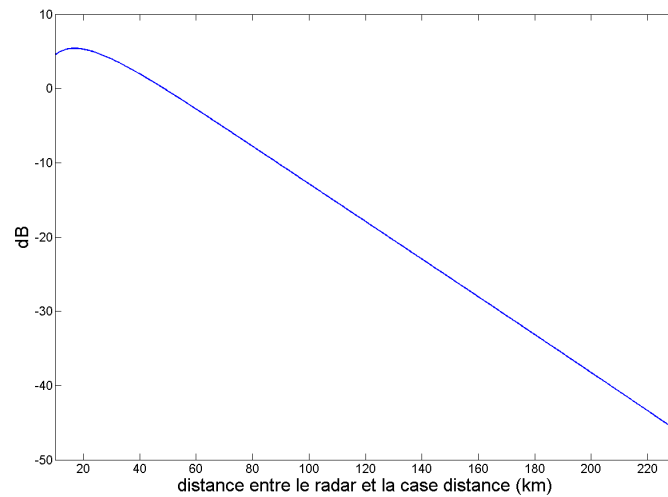


FIG. 4.44 – Tracé de L_m terme composant L_p et correspondant aux pertes additionnelles dues à la rugosité et à la permittivité de la mer, en fonction de la distance entre le radar et la case distance considérée. Les pertes sont déterminées pour un trajet aller-retour et pour $f = 12,5$ MHz et pour $u_f = 28$ cm/s.

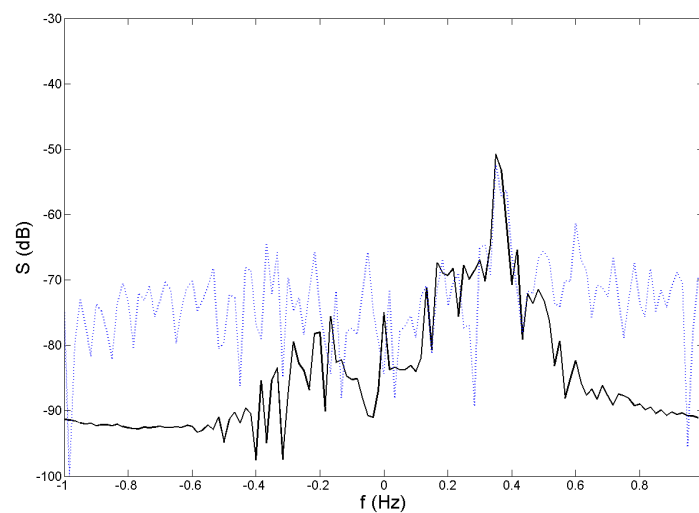


FIG. 4.45 – Comparaison entre SD mesuré (pointillés bleus) et simulé (traits pleins noirs) à une distance de 217,5 km du radar, configuration (f) du Tab. 4.4. Raie de Bragg à 0,35 Hz.

Si maintenant nous nous rapprochons du radar, nous obtenons les SD de la figure 4.46 à 195 km. La position de la raie de Bragg est toujours correcte mais son amplitude est beaucoup plus forte dans le cas simulé. Il y a 19 dB entre les maxima. Puis à 145 km des côtes, les SD deviennent quasiment distincts (Fig. 4.47 : 21 dB entre les pics de Bragg). Sur ces deux dernières figures, la courbe simulée est toujours au dessus de la mesure.

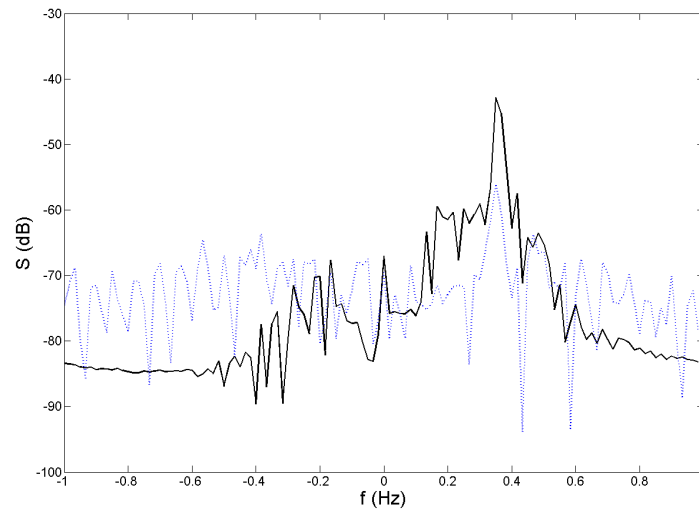


FIG. 4.46 – Comparaison entre SD mesuré (pointillés bleus) et simulé (traits pleins noirs) à une distance de 195 km du radar, configuration (f) du Tab. 4.4. Raie de Bragg à 0,35 Hz.

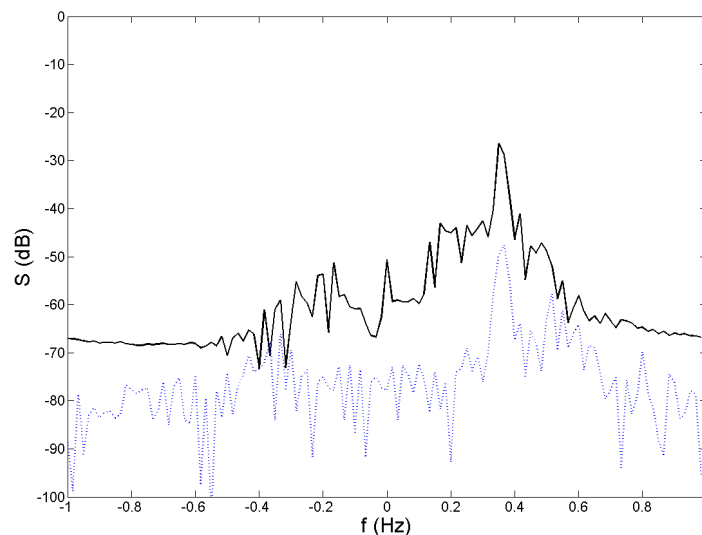


FIG. 4.47 – Comparaison entre SD mesuré (pointillés bleus) et simulé (traits pleins noirs) à une distance de 145 km du radar, configuration (f) du Tab. 4.4. Raie de Bragg à 0,35 Hz.

Différents éléments peuvent expliquer ces différences. Tout d'abord, l'état de mer fourni par la bouée Gascogne est donné à 310 km des côtes. Les comparaisons que nous venons de faire vont en s'éloignant de cette bouée. Nous ne sommes pas assurés que l'état de mer est identique à 310 km et à 145 km. Si par exemple, la hauteur des vagues est plus faible en réalité que celle générée, le SD simulé serait plus atténué. De plus, la profondeur de l'eau n'est pas connue et nous ne savons pas si le vent était dans une direction privilégiée (non tourbillonnante et pas plusieurs vents). L'état de mer simulé pour $u_f = 28$ cm/s est à la limite de Beaufort 5 pour lequel il y a des moutons et des embruns (voir Annexe A). Ces phénomènes ne sont pas pris en compte par un modèle linéaire. Ce dernier n'introduit pas non plus de bruit hydrodynamique. Tout ceci implique que la pertinence du modèle de mer dans cette zone n'est pas certaine. Enfin, nous avons vu que quelques paramètres du bilan de liaison ont été estimés de manière approximative et les pertes de propagation ne sont pas non plus parfaitement précises compte tenu de la formulation appliquée. Il est ainsi difficile de réaliser des comparaisons entre mesure et simulation. Cependant, les courbes présentées à 217,5 km donnent de bons résultats. En outre, l'allure des tracés reste assez proche même si le second ordre du SD n'est pas satisfaisant.

Ces premiers résultats sont donc très encourageants. L'étude comparative va être poursuivie et nous allons notamment chercher des mesures pour des états de mer moins agités. Il n'est pas évident de trouver des données en mer calme dans la baie de Biscarosse et qui ne soient pas perturbées par le fouillis ionosphérique ou par d'autres émetteurs. La base de données est assez riche, il serait intéressant de pouvoir traiter d'autres jours, fréquences, avec d'autres conditions météorologiques pour continuer la phase de validation du simulateur. Il est également envisagé d'utiliser des mesures issues d'autres campagnes, dans lesquelles la mer était parfaitement développée (par exemple, les mesures récentes effectuées à Singapour).

4.7 Impact sur le spectre Doppler d'un film sur la mer

Après avoir analysé des SD pour des surfaces de mer « propres », nous revenons sur l'idée initiale du projet d'étudier la faisabilité de la détection de nappes de pétrole par radar HF à ondes de surface. Les formules d'atténuation (exposées dans le chapitre 2) du spectre de mer en présence d'un film polluant vont être testées dans cette partie. L'objectif est d'en observer l'impact sur les SD et de pouvoir répondre à la problématique initiale. Dans le premier chapitre, il a été vu qu'une modification de la permittivité du milieu en présence d'huile ne pouvait pas être détectée en incidence rasante. En effet, l'écart de permittivité entre l'eau de mer et le mélange eau de mer/huile est trop faible aux fréquences étudiées et en incidence rasante. Nous avons alors pensé que la couche de polluant pouvait avoir un impact sur l'état de mer c'est à dire la hauteur des vagues, leur périodicité mais aussi sur leur dynamique. Dans le début de ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible de retrouver les caractéristiques de la surface océanique grâce au SD. Nous pouvons alors imaginer que le polluant qui modifie l'état de mer va avoir une influence sur le SD.

Dans le chapitre 2, les formulations de Lombardini et al. [136] et de Jenkins et Jacobs [137] ont été présentées. La principale différence entre ces deux modèles est que le second tient compte de l'épaisseur de la couche de polluant alors que le premier est indépendant de cette variable.

Nous allons dans une première approche implémenter les équations de Lombardini et al. car elles sont plus simples, faisant intervenir un moins grand nombre de paramètres. En effet, nous avons rencontré des difficultés pour trouver des données physico-chimiques pouvant caractériser un polluant. Il faut savoir qu'il existe une multitude de types de pollutions (allant du film d'huile à « la mousse au chocolat ») et qu'il est donc impossible de réaliser des simulations exhaustives. L'idée est donc d'appliquer les formulations de Lombardini et al. qui atténuent le spectre de mer avec des paramètres à notre disposition choisis et d'en constater l'impact sur le SD. Une étude plus précise avec des données physico-chimiques maîtrisées pourra être réalisée dans le futur.

Le modèle de Lombardini et al. traduit l'effet du pétrole par une atténuation du spectre de mer. Nous rappelons ici ces équations pour un film insoluble :

$$y(f) = \frac{1 - 2\tau + 2\tau^2 - X + Y(X + \tau)}{1 - 2\tau + 2\tau^2 - 2X + 2X^2} \quad (4.62)$$

avec :

$$\tau = \left(\frac{\omega_D}{2\omega_v} \right)^{1/2}, \quad X = \frac{E_0 k_v^2}{\rho \sqrt{2\nu\omega_v^3}}, \quad Y = \frac{E_0 k_v}{4\nu\rho\omega_v} \quad (4.63)$$

et :

- $f = \frac{\omega_v}{2\pi} = \frac{\sqrt{k_v g}}{2\pi}$ d'après la relation de dispersion.
- k_v nombre d'onde en rad/m
- ω_D pulsation caractéristique en rad/s
- E_0 module d'élasticité en N/m
- $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ densité de l'eau
- $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ viscosité cinématique
- $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ accélération due à la pesanteur

Si la surface de mer n'est pas recouverte à 100% par le film, il faut alors définir un nouveau coefficient d'atténuation en fonction de la fraction de mer polluée F :

$$y_s(f) = \frac{1}{1 - F + \frac{F}{y(f)}} \quad (4.64)$$

Dans notre cas, la surface de mer est de l'ordre de 200 m x 200 m. Nous allons considérer qu'elle est entièrement recouverte de pétrole c'est à dire $y_s = y$. Le spectre directionnel des vagues de la mer contaminée S_{cont} s'écrit en fonction du spectre de mer « propre » S_{propre} et du coefficient $y_s(f)$:

$$S_{cont} = \frac{S_{propre}}{y_s(f)} \quad (4.65)$$

avec $S(k_v, \theta) = M(k_v)D(\theta)$ où $M(k_v)$ est le spectre des hauteurs des vagues et $D(\theta)$ la fonction angulaire. Nous allons appliquer le coefficient $y_s(f)$ au spectre de JONSWAP et générer une surface de mer contaminée. Comme expliqué dans le second chapitre, nous n'avons pas trouvé des valeurs

pour E_0 et ω_D correspondant à des hydrocarbures donnés. Par ailleurs, la signification physique de ω_D n'est pas parfaitement claire dans la publication de Lombardini et al. Dans ces conditions, nous avons choisi de reprendre les valeurs testées dans cette dernière publication et reprises par Pinel et al. dans [129]. Elles correspondent à des films insolubles et sont données dans le tableau 4.7.

Configuration	ω_D	E_0
A	6 rad/s	9 N/m
B	6 rad/s	25 N/m
C	11 rad/s	9 N/m

TAB. 4.7 – Configurations testées pour introduire un film de polluant sur la mer.

Les données du Tab. 4.7 sont issues de mesures réalisées dans le canal de Sicile et le Golfe du Maine. Un spectre de mer avec les paramètres : $u_f = 13\text{cm/s}$, $H_{mo} = 0,6\text{m}$ (Beaufort 3) est considéré. Le coefficient $y_s(f)$ lui est appliqué suivant les configurations A, B et C du tableau 4.7 puis la surface de mer polluée est simulée. Des comparaisons des spectres de mer $M_{cont}(k_v)$ puis des SD associés aux trois configurations de pollution et à la surface de mer « propre » sont réalisées sur les figures 4.48 et 4.49.

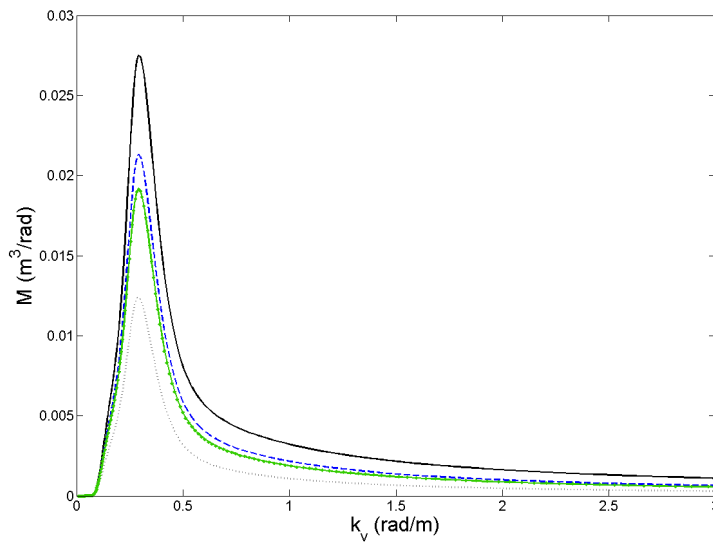


FIG. 4.48 – Comparaison des spectres de mer, en fonction du nombre d'onde k_v , de mer « propre » (traits pleins noirs) avec $u_f = 13\text{cm/s}$, $H_{mo} = 0,6\text{m}$, polluées avec $\omega_D = 6\text{rad/s}$ et $E_0 = 9\text{N/m}$ (traits et losanges verts), $\omega_D = 6\text{rad/s}$ et $E_0 = 25\text{N/m}$ (pointillés gris) et $\omega_D = 11\text{rad/s}$ et $E_0 = 9\text{N/m}$ (tirets bleus).

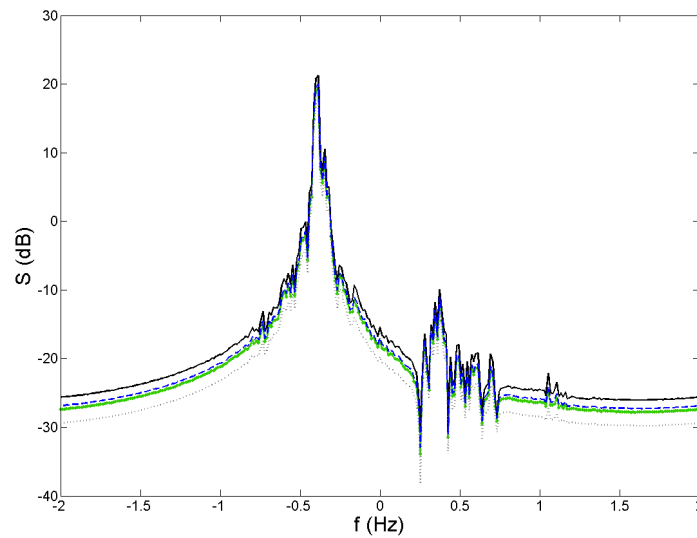


FIG. 4.49 – Comparaison de SD pour une mer « propre » (traits pleins noirs) avec $u_f = 13\text{cm/s}$, $H_{mo} = 0,6\text{m}$, $\theta_o = 0^\circ$, une mer polluée avec $\omega_D = 6\text{rad/s}$ et $E_0 = 9\text{N/m}$ (traits et losanges verts), $\omega_D = 6\text{rad/s}$ et $E_0 = 25\text{N/m}$ (pointillés gris) et $\omega_D = 11\text{rad/s}$ et $E_0 = 9\text{N/m}$ (tirets bleus), de dimensions $180\text{m} \times 180\text{m}$, $f = 15\text{MHz}$, $T_{obs} = 75\text{s}$ et $dt = 0,25\text{s}$.

Pour plus de clarté, les niveaux des raies de Bragg sont donnés dans le tableau 4.8.

Configuration	Amplitude
Mer « propre »	21,25 dB
A	19,47 dB
B	17,44 dB
C	19,98 dB

TAB. 4.8 – Amplitudes des raies de Bragg observées pour les configurations de mer polluée (voir tableau 4.7) et « propre ».

L'allure du SD d'une mer « propre » est conservée en présence du film que ce soit la forme de la raie de Bragg ou les pics dans les décalages Doppler positifs. Il existe une atténuation globale des courbes bien visible et qui semble constante le long du tracé. Les différents niveaux observés sur la raie de Bragg dans les cas de pollution font apparaître des atténuations par rapport à la raie de Bragg pour une mer « propre » de 1,78 dB (configuration A), 3,81 dB (configuration B) et 1,27 dB (configuration C). Pour les cas A et C, la différence sur l'amplitude du pic principal est assez faible mais plus importante dans le cas B (avec une forte valeur de E_0). Le paramètre E_0 semble donc être celui qui a le plus d'influence. Cependant, il faudra tester d'autres couples ($E_0; \omega_D$) afin de pouvoir analyser de façon plus approfondie l'impact de ces deux variables. Ceci fait l'objet du stage de Master Recherche de Chiara Zorni au sein du laboratoire SONDRRA. Par ailleurs, au cours de ce

stage, C. Zorni a pris contact avec l'un des auteurs de la formulation [136], Cini, afin de connaître le ou les polluant(s) correspondant aux données du Tab. 4.8. Durant la campagne de mesures, de l'alcool oléique a été déversé sur la surface de l'eau [173]. Il s'agit d'un liquide huileux jaune, couramment utilisé comme lubrifiant ou dans la fabrication d'encre d'imprimerie. Cette substance a été choisie car elle est peu dangereuse et permet d'éviter de contaminer l'eau par des hydrocarbures lors ces expérimentations.

Nous avons vu que les SD simulés pour des mers polluées présentent des niveaux globalement atténués (de quelques dB) par rapport à une surface « propre ». Transposons ces valeurs à un cas réel : une telle atténuation peut avoir plusieurs causes naturelles comme un vent ou courant local, des algues affleurantes et non uniquement une nappe de pétrole. Plus tôt dans ce chapitre, il a été montré qu'une diminution de la vitesse ou de la direction du vent pouvait engendrer une baisse comparable du niveau du SD. Il existe donc une ambiguïté pour interpréter les signaux reçus : la nappe de pétrole et une variation de vent entraînent des modifications similaires de l'état de mer mesuré. Pour lever cette ambiguïté, il faudrait avoir lors des mesures des données météorologiques en temps réel ou procéder à une comparaison entre des mesures ponctuelles et la moyenne des mesures réalisées sur des cases radar adjacentes.

Ainsi, l'impact du film a bien été observé sur le SD par application des formulations de Lombardini. Le radar HF à ondes de surface semble être un candidat potentiel pour la détection de nappes de pétrole.

Toutefois, ceci nécessite une bonne reproductibilité du système radar ainsi que des mesures de référence (pour une mer « propre ») pour pouvoir détecter une variation de quelques dB sur le SD causée par un film de polluant. La difficulté réside ensuite dans l'identification de l'élément qui a engendré une perturbation de l'état de mer.

En perspectives à cette étude, la formulation de Jenkins et Jacobs pourrait être testée afin de tenir compte de l'épaisseur de la couche. L'objectif est de voir si les SD sont de même allure que ceux simulés avec celle de Lombardini pour des épaisseurs faibles (quelques micromètres) et de quel ordre de grandeur ils sont atténués pour des couches plus épaisses (de type « mousse au chocolat », quelques millimètres à centimètres). Un second point à aborder serait de mieux comprendre ce que représentent physiquement les différents paramètres de ces modèles et d'obtenir des valeurs aussi réalistes que possible pour des nappes de pétrole.

4.8 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons analysé les SD fournis par notre simulateur. Les différentes caractéristiques des SD mesurés et publiés dans la littérature ainsi que le modèle de Barrick ont été présentées. Nous avons ensuite décomposé nos SD afin de bien comprendre chacun des éléments : raie de Bragg, 0-Doppler et pics dans les décalages Doppler de signe opposé à la raie de Bragg. Nous avons donné une interprétation à chacun de ces éléments. Ensuite, le comportement des SD simulés en fonction de l'état de mer, vitesse et direction du vent, a été étudié. Il est tout à fait en accord avec ce qui avait été énoncé dans le chapitre précédent.

A la fin de ces simulations, nous avons pu constater que le simulateur ne fournit pas des SD ayant les mêmes caractéristiques que celles exposées au début du chapitre car il ne présentent pas deux raies de Bragg. Des hypothèses sur les raisons de l'absence de la seconde raie ont été émises en regardant des SD simulés publiés (en bande L) et des SD mesurés.

Le modèle de mer a été modifié pour faire apparaître deux raies de Bragg. Pour cela, deux cas ont été testés : l'addition de bruit ou d'une surface de mer se propageant en sens opposé, à une surface de mer se propageant dans un sens. Dans le cas d'un bruit, pour que la seconde raie de Bragg existe, il est nécessaire de donner un sens privilégié même si la direction de propagation est variable. Nous avons donné un sens physique à ces simulations. L'addition de bruit pourrait correspondre à des vents qui auraient soufflé dans différentes directions et dans un seul sens. La superposition de deux systèmes de vagues se déplaçant en sens opposé pourrait être issue d'un phénomène de réflexion sur un obstacle (côtes, bateaux, rochers, etc.).

Par la suite, des SD-distance relevés lors d'une campagne de mesures de l'ONERA avec un radar à ondes de surface fonctionnant en bande HF ont été exploitées. Les images ont confirmé les hypothèses que nous avons faites sur la présence des deux raies de Bragg. Près de côtes, elles sont bien visibles en raison du phénomène de réflexion mais une (celle se propageant en s'éloignant du radar) a tendance à disparaître lorsque la distance au radar augmente. En pleine mer, il n'y a en général plus qu'une seule raie de Bragg car il n'y a plus d'obstacle. Les vagues se propagent dans un sens donné, ce que représente nos simulations. Les SD issus de notre simulateur sont donc cohérents avec ce qui est observable dans la réalité. Cependant, nous avons vu à quel point il peut être difficile de comparer des amplitudes de SD simulés et mesurés. Les niveaux des SD calculés n'ont pas pu être complètement validés avec les données de l'ONERA.

Enfin, nous sommes revenus sur l'objectif initial de ce projet c'est à dire d'étudier la capacité du radar HFSW à détecter des pollutions. La prise en compte d'un film polluant a été réalisée par atténuation du spectre de mer et les SD associés aux mers souillées ont montré une diminution globale de leur niveau. Celle-ci est comparable à un changement d'état de mer ce qui est assez logique puisque le spectre de mer a été atténué. Tout se passe comme si le pétrole diminuait l'impact du vent sur la surface de mer. Le radar HF à ondes de surface semble être un capteur à considérer pour détecter des nappes de pétrole. Cette étude se poursuit par un stage qui a pour objectif de trouver et d'appliquer des paramètres physico-chimiques représentatifs d'une nappe d'hydrocarbures. Les différents points analysés dans ce chapitre sont repris dans le tableau 4.9.

Éléments à analyser	Analyse
Sensibilité et sélectivité de la raie de Bragg	✓
Présence de pics dans les décalages Doppler opposés à la raie de Bragg	✓
Présence du « 0-Doppler »	✓
Comportement du SD en fonction de l'état de mer	✓
Conditions d'apparition des deux raies de Bragg	✓
Comparaison des allures des SD simulés avec des données mesurées	✓
Validation des niveaux des SD simulés avec des mesures	x
Impact sur le SD d'un film de polluant sur la mer	~

TAB. 4.9 – Bilan sur les études réalisées : ✓ étude approfondie, ~ étude qu'il reste à approfondir, x élément non validé.

Conclusion

Conclusions de cette étude

L'objectif global du projet lancé au sein du laboratoire SONDRA est de déterminer si le dispositif radar HFSW (High Frequency Surface Wave) peut être utilisé pour détecter des nappes de pétrole. Cette thèse constitue la première étape de ce projet et avait pour but de développer un simulateur permettant de modéliser les interactions des ondes électromagnétiques de surface avec une surface de mer dynamique. Par la suite, des spectres Doppler devaient être tracés et analysés afin d'évaluer la possibilité de détecter un film de polluant sur ces derniers.

La figure 4.50 reprend le schéma du projet global et présente les avancées réalisées au cours de cette thèse.

Cette étude a abouti à la conception d'un outil de simulation composé de trois principaux éléments : un générateur de surfaces de mer dynamiques (4), un code permettant d'étudier la diffusion électromagnétique (5), et une composante de post-traitement autorisant le tracé de spectre Doppler (SD) (6).

La première partie de cette étude a eu pour objet la partie électromagnétique du simulateur. Une étude bibliographique portant sur l'étude de la diffusion électromagnétique par des surfaces de mer a révélé l'originalité de cette thèse. En effet, nous nous sommes aperçus que l'ensemble des conditions de notre étude n'avaient pas été encore traitées conjointement : incidence rasante (plus précisément 90°), surface océanique dynamique, bande de fréquences HF. Un logiciel de simulation électromagnétique basé sur une méthode dite exacte (Méthode des Moments) a été ensuite sélectionné : Elsem3D développé par l'ONERA. Des nombreux points critiques liés à la configuration de simulation et à l'utilisation d'une méthode exacte sont apparus (cas de l'incidence rasante, temps de calculs élevés, volume de données, surface rugueuse de grandes dimensions, etc.). Nous avons choisi d'appliquer le théorème des images aux scènes simulées ce qui a permis de traiter des surfaces tronquées, symétrisées et fermées. Ceci a eu pour effet de limiter les difficultés en incidence rasante et de pouvoir appliquer un algorithme itératif réduisant considérablement les temps de calculs. Une étude bibliographique ainsi que des simulations ont permis de vérifier que la configuration étudiée (diffusion en incidence rasante sur une surface rugueuse présentant une périodicité et parfaitement conductrice) permettait de générer une onde de surface se propageant le long de l'interface.

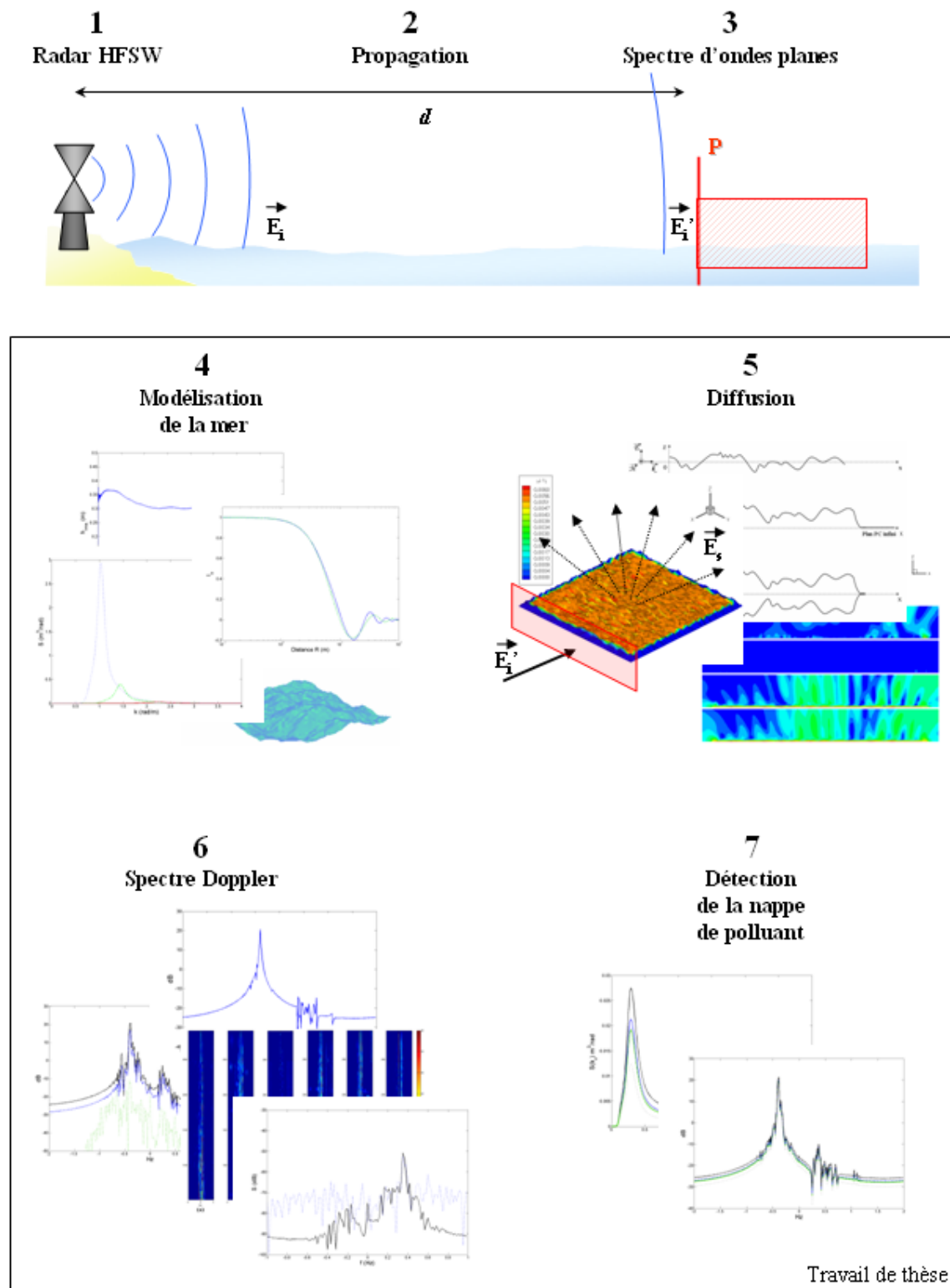


FIG. 4.50 – Bilan des différents éléments développés dans cette étude.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes appuyés sur des études publiées pour choisir un modèle permettant de générer des surfaces de mer dynamiques et représentatives de l'état de mer (prise en compte de la hauteur des vagues, de la vitesse et de la direction du vent). Ainsi, une formulation fondée sur la théorie linéaire des vagues a été sélectionnée puis implémentée.

Par la suite, des spectres Doppler formés à partir des champs électromagnétiques diffusés par la surface de mer évoluant dans le temps ont été tracés. Une phase de validation de ces spectres a été conduite de manière la plus approfondie possible. Les spectres Doppler ont un comportement en fonction de l'état de mer en accord avec les études publiées. De plus, les comparaisons avec les données mesurées par le radar à ondes de surface de l'ONERA à Biscarrosse ont montré une bonne concordance avec les simulations. Dans la mesure où cette thèse était la première du laboratoire sur ce sujet, une étude plus détaillée des SD a été réalisée afin de bien comprendre les différentes composantes constitutives. Elle a caractérisé leurs comportements en fonction des paramètres d'entrée (configuration radar, état de la surface de mer) ainsi que les phénomènes physiques en jeu. Ces travaux ont permis de mettre en évidence qu'il n'y a pas obligatoirement deux raies de Bragg sur les SD. En effet, il peut n'y en avoir qu'une seule lorsque l'observation se fait loin des côtes, sur une mer parfaitement développée. Les conditions d'apparitions de la deuxième raie ont été discutées tant par la simulation que sur les données mesurées. Ce point présente un aspect nouveau et ouvre des perspectives dans l'interprétation des SD mesurés et notamment pour en déduire les caractéristiques de la surface de mer.

Enfin, l'impact des nappes de pétrole sur les SD a été abordé. A cet effet, une formulation issue de la littérature a été introduite pour atténuer l'amplitude des vagues en présence d'un film de polluant. Les résultats obtenus font apparaître qu'il est possible d'observer une diminution du niveau global du SD dans le cas d'une mer contaminée. Ceci paraît tout à fait prometteur. Cependant, il a été vu que cette diminution pourrait être confondue avec un changement d'état de mer. Un traitement du signal plus complexe ou une fusion de données issues de différents capteurs, semblent nécessaires.

A l'issue de cette thèse, l'outil de simulation permet de traiter des surfaces parfaitement conductrices en trois dimensions éclairées en incidence rasante. Il est également capable de générer puis modéliser la propagation d'une onde de surface. Les champs complexes diffusés peuvent être obtenus dans des temps acceptables et permettent le tracé des spectres Doppler. Enfin, le simulateur est parfaitement modulable dans la mesure où chacun des éléments du schéma Fig. 4.50 peut être remplacé suivant les besoins.

Perspectives

Les perspectives et les nouveaux axes de recherche découlant de ces travaux sont relativement nombreux. A court terme, les éléments du simulateur développé peuvent être améliorés et complétés. En effet, un modèle de mer plus réaliste et notamment non-linéaire pourrait se substituer au modèle linéaire. Ceci permettrait de prendre en compte les interactions entre les vagues, en particulier des phénomènes complexes tels que le déferlement, les réflexions, etc. Une surface de mer parfaitement réaliste pourrait être obtenue en intégrant des « images » ou « photographies » prises sur site.

Il serait ensuite intéressant d'étudier l'impact de ces termes non-linéaires sur les SD afin de déterminer s'il est pertinent de complexifier le modèle de mer. Des images acquises par des techniques d'interférométrie ou de stéréoscopie, directement sur site, rendraient le modèle de mer encore plus réaliste. Par la suite, des investigations pourraient être menées pour affiner les paramètres du modèle intégrant le pétrole et notamment pour introduire des paramètres correspondant à des hydrocarbures précis. Différentes catégories de polluants pourraient être testées allant d'un film d'hydrocarbure (de quelques micromètres) à une nappe plus épaisse de type « mousse au chocolat » (quelques millimètres). Des moyens devraient ensuite être trouvés pour pouvoir discriminer la nappe de polluant et ne pas la confondre avec un changement d'état de mer comme évoqué plus tôt.

Puis, la chaîne de propagation entre l'émetteur et la partie de surface de mer que nous avons étudiée (Fig. 4.50 (2)) pourrait être ajoutée. Le laboratoire SONDRRA ainsi que l'ONERA possède des simulateurs basés sur la méthode de l'Équation Parabolique et modélisant la propagation de l'onde de surface sur la mer. Il s'agirait donc d'interfacer les différents simulateurs en ayant pris soin au préalable de vérifier les domaines de validité.

L'analyse des SD simulés et les comparaisons avec les données mesurées doivent être poursuivies afin d'approfondir les conclusions de nos travaux et d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques.

A plus long terme, les inconvénients dûs à l'utilisation d'un radar HFSW et notamment sa faible résolution ou l'occupation spectrale de la bande HF pourraient être réduits. Effectivement, une recherche sur des formes d'ondes optimisées (par exemple large bande ou lacunaire en fréquences) permettrait de limiter ces désavantages. Ceci fait l'objet d'une thèse au laboratoire SONDRRA (R. Kassab [174]).

Ensuite, il serait judicieux de chercher à réduire les temps de calculs et le stockage importants, engendrés par l'utilisation d'une méthode exacte dans le logiciel électromagnétique. Pour cela, l'utilisation ou le développement d'un modèle asymptotique ou approché pourrait être envisagés.

Enfin, d'autres applications du simulateur peuvent être envisagées que se soit dans le domaine de la surveillance maritime ou de l'océanographie. Nous pouvons penser à un avion volant à très basse altitude, peut-être à un sous-marin ou alors à des phénomènes naturels comme les tsunamis. Effectivement, nous avons vu que le SD permet de détecter une modification de l'état de surface de la mer. Il est possible d'imaginer que tout objet ou événement perturbant la surface pourrait être vu par le radar. Il s'agirait alors uniquement de prendre en compte cette perturbation d'un point de vue hydrodynamique sans avoir à modéliser l'objet en lui-même. La modélisation (ou des images) du sillage d'un bateau pourrait permettre sa détection.

Annexe A

Echelle de Beaufort

L'amiral britannique Francis Beaufort (1774-1857) conçoit en 1805 une échelle de classification et de désignation de la force du vent par degrés successifs, numérotés de 0 à 12. Cette échelle de Beaufort, initialement destinée à améliorer la concision et la précision des journaux de bord, est aujourd'hui d'un usage universel en météorologie marine. Elle est également applicable sur la terre ferme à travers des descriptions de substitution concernant l'observateur et le milieu environnant.

La formulation de l'échelle de Beaufort a évolué et s'est précisée au cours des années ; la présentation qui en est proposée dans le tableau A est utilisée internationalement depuis 1946.

Echelle de Beaufort	Phénomènes observés	Vitesse de friction du vent u_f (cm/s)	Vitesse du vent à 10m u_{10} (m/s)	Hauteur significative Hs (m)
0	Mer comme un miroir	< 1	< 0,2	0,0
1	Rides en écailles de poisson, sans écume	1 - 6	0,3 - 1,5	0,1 - 0,2
2	Vaguelettes courtes, ne déferlant pas	7 - 12	1,6 - 3,3	0,2 - 0,5
3	Très petites vagues, les sommets commencent à déferler, quelques moutons épars	13 - 18	3,4 - 5,4	0,6 - 1,0
4	Petites vagues, moutons assez nombreux	19 - 28	5,5 - 7,9	1,0 - 1,5
5	Vagues modérées, nettement allongées, nombreux moutons, embruns possibles	28 - 43	8,0 - 10,7	2,0 - 2,5
6	Lames se formant, crêtes d'écume blanche plus étendues, quelques embruns	44 - 62	10,8 - 13,8	3,0 - 4,0
7	Lames déferlantes, écume blanche, soufflée en traînées s'orientant dans le lit du vent	63 - 83	13,9 - 17,1	4,0 - 5,5
8	Lames assez hautes dont les sommets se détachent en tourbillons d'embruns, nettes traînées d'écume orientées dans le lit du vent	84 - 108	17,2 - 20,7	5,5 - 7,5
9	Grosses lames commençant à déferler en rouleaux, épaisses traînées d'écume	109 - 136	20,8 - 24,4	7, - 10,0
10	Déferlements intenses et brutaux, visibilité réduite due aux embruns permanents, surface blanche dans son ensemble	137 - 168	24,5 - 28,4	9,0 - 12,5
11	Mer complètement recouverte de bancs d'écume blanche, lames exceptionnellement hautes, visibilité très réduite	169 - 206	28,5 - 32,7	11,5 - 16,0
12	Air rempli d'écume et d'embruns, bancs d'écume dérivante, visibilité quasiment nulle	> 207	> 32,7	> 16,0

TAB. A.1 – Définition de l'état de mer : échelle de Beaufort et hauteur significative des vagues [175].

Références

- [1] P. PAVLAKIS, D. TARCHI et A. J. SIEBER, « On the monitoring of illicit vessel discharges. a reconnaissance study in the mediterranean sea », rap. tech., European Communities, 2001.
- [2] REMPEC - CENTRE RÉGIONAL MÉDITERRANÉEN POUR L'INTERVENTION D'URGENCE CONTRE LA POLLUTION MARINE ACCIDENTELLE, « Protecting the mediterranean against maritime accidents and illegal discharges from ships ». [http://www.rempec.org/admin/upload/publications/WS%20BROCHURE%20\(low%20res\).pdf](http://www.rempec.org/admin/upload/publications/WS%20BROCHURE%20(low%20res).pdf).
- [3] SENAT, « Proposition de décision-cadre du conseil visant le renforcement du cadre pénal pour la répression de la pollution causée par les navires ». <http://www.senat.fr>, 2004.
- [4] POLMAR, « Les plans POLMAR ». <http://www.polmar.com/ievoli-sun/planpolmar.htm>.
- [5] RITMER, « Présentation RITMER ». <http://www.ritmer.org/fr/presentation.html>.
- [6] CENTRE DE DOCUMENTATION, DE RECHERCHE ET D'EXPÉRIMENTATIONS SUR LES POLLUTIONS ACCIDENTELLES DE EAUX, « L'observation aérienne des pollutions pétrolières en mer - guide opérationnel », rap. tech., CEDRE, Juillet 2004.
- [7] M. F. FINGAS et C. E. BROWN, « Review of oil spill remote sensing », *Proceedings of the Eighth SPILLCON Conference*, 2000.
- [8] CERSAT/IFREMER, « Programme ERS ». <http://www.ifremer.fr/cersat/fr/general/satellites/ers/program.htm>.
- [9] ESA, « ENVISAT ». <http://envisat.esa.int/>.
- [10] MDA, « RADARSAT-1 ». <http://gs.mdacorporation.com/products/sensor/radarsat/radarsat1.asp>.
- [11] F. GIRARD-ARDHUIN, G. MERCIER et R. GARELLO, « Oil slick detection by sar imagery : potential and limitation », *OCEANS'03*, vol. 1, p. 164–169, 2003.
- [12] N. POISSON, « Campagne de mesures de courants de surface par radar VHF dans l'ouvert de la rade de Toulon », rap. tech., ENSIETA-CNRS-Université de Toulon-IFREMER, 2002.
- [13] K.-W. GURGEL, G. ANTONISCHKI, H.-H. ESSEN et T. SCHLICK, « Wellen radar (wera) : a new ground-wave HF radar for ocean remote sensing », *Elsevier - Coastal engineering*, vol. 37, no. 3-4, p. 219–234, 1999.

- [14] D. BARRICK, M. EVANS et B. WEBER, « Ocean surface currents mapped by radar », *IEEE Journal of oceanic engineering*, vol. 198, p. 138–144, 1977.
- [15] J. PADUAN et L. ROSENFELD, « Remotely sensed surface currents in Monterey Bay from shore-based HF radar (CODAR) », *J. Geophys. Res.*, vol. 101, no. C9, p. 20,669–20,686, 1996.
- [16] M. MENELLE, G. AUFFRAY et F. JANGAL, « Full digital high frequency surface wave radar : French trials in the Biscay Bay », *RADAR 2008*, p. soumis, 2008.
- [17] V. BERTRAND, « Modélisation du champ diffusé par la surface de mer en UHF-VHF et en incidence rasante », rap. tech., SUPELEC, 2005.
- [18] E. B. D. L. BERNARDIE, *Faisabilité d'un capteur utilisant le rayonnement micro-onde pour la mesure de concentrations dans un milieu polyphasique : application aux fluides pétroliers s'écoulant dans un tuyau*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2006.
- [19] K. NORTON, « The propagation of radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere, PART I : Ground-wave propagation from short antennas », *Proceedings of the IRE*, vol. 24, p. 1367–1387, October 1936.
- [20] K. NORTON, « The propagation of radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere, PART II », *Proceedings of the IRE*, vol. 25, p. 1203–1236, September 1937.
- [21] R. KING, « Electromagnetic field of a vertical dipole over an imperfectly conducting half-space », *Radio Science*, vol. 25, p. 149–160, March-April 1990.
- [22] D. CROMBIE, « Doppler spectrum of sea echo at 13.56 mc/s », *Nature*, vol. 175, p. 681–682, April 1955.
- [23] C. GRANT et B. YAPLEE, « Back scattering from water and land at centimeter and millimeter wavelengths », *Proceedings of the IRE*, vol. 45, p. 976–982, July 1957.
- [24] C. SWIFT, « Preface, special issue on radio oceanography », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 25, p. 1–3, January 1977.
- [25] W. JONES, W. GRANTHAM, L. SCHROEDER, J. JOHNSON, C. SWIFT et J. MITCHELL, « Microwave scattering from the ocean surface », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 23, p. 1053–1058, December 1975.
- [26] W. JONES, G. DOME, W. PIERSON et F. WENTZ, « Scatterometer ocean surface wind results from the Gilu of Alaska Seasat experiment », *OCEANS*, vol. 11, p. 658–658, September 1979.
- [27] J. CLAASSEN, H. FUNG, R. MOORE et W. PIERSON, « Radar sea return and the radscat satellite anemometer », *OCEANS*, vol. 4, p. 180–185, September 1972.
- [28] F. BASS, I. FUKS, A. KALMYKOV, I. OSTROVSKY et A. ROSENBERG, « Very high microwave scattering by a disturbed sea surface », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 16, p. 554–568, September 1968.
- [29] J. WRIGHT, « A new model for sea clutter », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 16, p. 217–223, March 1968.
- [30] D. BARRICK et W. PEAKE, « Scattering from surfaces with different roughness scales : Analysis and interpretation », rap. tech., Battelle memorial institute, 1967.

- [31] D. BARRICK, « First-order theory and analysis of MF/HF/VHF scatter from the sea », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 20, p. 2–10, 1972.
- [32] D. BARRICK, « Remote sensing of the sea state by radar », *Remote sensing the Troposphere*, p. 12.1–12.46, 1972.
- [33] L. WYATT, « A relaxation method for integral inversion applied to HF radar measurement of the ocean wave directional spectra », *Int. J. Remote sensing*, vol. 11, p. 1481–1494, 1990.
- [34] Y. HISAKI, « Nonlinear inversion of the integral equation to estimate ocean wave spectra from HF radar », *Radio Science*, vol. 31, p. 25–39, 1996.
- [35] R. HOWELL et J. WALSH, « Measurement of ocean wave spectra using narrow-beam HF radar », *IEEE Journal of oceanic engineering*, vol. 18, p. 296–305, 1993.
- [36] E. BRONNER, *Amélioration des performances des radars HF à ondes de surface par étude d'antenne compacte et filtrage adaptatif appliqué à la réduction du fouillis de mer*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2005.
- [37] B. WEBER et D. BARRICK, « On the non linear theory for gravity waves on the ocean's surface. Part I : Derivations », *Journal of Physical Oceanography*, vol. 7, p. 3–10, January 1977.
- [38] D. BARRICK et B. WEBER, « On the non linear theory for gravity waves on the ocean's surface. Part II : Interpretation and applications », *Journal of Physical Oceanography*, vol. 7, p. 11–21, January 1977.
- [39] L. WYATT, « An evaluation of wave parameters measured using a single HF radar system », *Can. J. Remote sensing*, vol. 28, no. 2, p. 205–218, 2002.
- [40] K.-W. GURGEL, H.-H. ESSEN et T. SCHLICK, « An empirical method to derive ocean waves from second-order Bragg scattering : Prospects and limitations », *Can. J. Remote sensing*, vol. 28, no. 2, p. 205–218, 2002.
- [41] A. VORONOVICH, « Small-slope approximation in wave scattering by rough surfaces », *Sov. Phys. JETP*, vol. 62, p. 65–70, July 1985.
- [42] C. BOURLIER, *Diffusion électromagnétique par des interfaces rugueuses séparées par des milieux homogènes : Application à la télédétection océanique microondes et infrarouge*. Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Nantes, 2007.
- [43] A. VORONOVICH, « The effect of the modulation of bragg scattering in small-slope approximation », *Waves in random media*, vol. 12, p. 341–349, 2002.
- [44] T. ELFOUHAILY et B. CHAPRON, « A physically-based two-scale electromagnetic model for backscatter from ocean-like surfaces », *IGARSS*, vol. 1, p. 600–602, 1996.
- [45] T. ELFOUHAILY, D. THOMPSON, D. VANDEMARK et B. CHAPRON, « A new bistatic model for electromagnetic scattering from perfectly conducting random surfaces », *Waves in random media*, vol. 9, p. 281–294, 1999.
- [46] T. ELFOUHAILY, M. JOELSON, S. GUIGNARD et D. THOMPSON, « Analytical comparison between the surface current integral equation and the second-order small-slope approximation », *Waves in random media*, vol. 13, no. 3, p. 165–176, 2003.

- [47] C. BOURLIER, *Rayonnement Infrarouge d'une surface stochastique - Application au domaine océanique*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1999.
- [48] D. BARRICK, « Grazing behavior of scatter and propagation above any rough surface », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, p. 73–83, January 1998.
- [49] V. TATARSKII et M. CHARNOTSKII, « On the universal behavior of scattering from a rough surface for small grazing angles », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, p. 67–72, January 1998.
- [50] V. FABBRO, *Rétrodiffusion d'une onde électromagnétique par une cible plongée dans un milieu hétérogène. Application à la détection radar à basse altitude au-dessus de la mer*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1999.
- [51] C. BOURLIER, G. BERGINC et J. SAILLARD, « Theoretical study of the Kirchhoff integral from two-dimensional randomly rough surface with shadowing effect : application on the backscattering coefficient for a perfectly conducting surface », *Waves in random media*, vol. 11, no. 2, p. 91–118, 2001.
- [52] C. BOURLIER, G. BERGINC et J. SAILLARD, « Bistatic scattering coefficient from one- and two-dimensional random surfaces using the stationary phase and scalar approximation with shadowing effect - comparisons with experiments and application to the sea surface », *Waves in random media*, vol. 11, no. 2, p. 119–147, 2001.
- [53] T. ELFOUHAILY, S. GUIGNARD, R. AWADALLAH et D. THOMPSON, « Local and non-local curvature approximation : a new asymptotic theory for wave scattering », *Waves in random media*, vol. 13, p. 321–337, 2003.
- [54] T. ELFOUHAILY, C. BOURLIER et J. JOHNSON, « Two families of non-local scattering models and the weighted curvature approximation », *Waves in random media*, vol. 14, no. 4, p. 563–580, 2004.
- [55] J. JOHNSON et T. ELFOUHAILY, « Computation of ocean-like surface thermal emission and bistatic scattering with reduced local curvature approximation », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 45, p. 2108–2115, July 2007.
- [56] T. ELFOUHAILY et J. JOHNSON, « A new model for rough surface scattering », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 45, p. 2300–2308, July 2007.
- [57] T. ELFOUHAILY et C.-A. GUÉRIN, « A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces », *Waves in random media*, vol. 14, no. 4, p. R1–R40, 2004.
- [58] C. RINO, T. CRYSTAL, A. KOIDE, H. NGO et H. GUTHART, « Numerical simulation of backscatter from linear and nonlinear ocean surface realizations », *Radio Science*, vol. 26, p. 51–71, February 1991.
- [59] G. VALENZUELA, « Microwave sensing of the ocean surface », *The ocean surface wave breaking, turbulent mixing, and radio probing*, p. 233–244, 1985.
- [60] J. JOHNSON, L. TSANG, R. SHIN, K. PAK, C. CHAN, A. ISHIMARU et Y. KUGA, « Backscattering enhancement of electromagnetic waves from two-dimensional perfectly conducting random

- rough surfaces : a comparison of Monte Carlo simulations with experimental data », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, p. 748–756, May 1996.
- [61] J. JOHNSON, R. SHIN, J. EIDSON, L. TSANG et J. KONG, « A method of moments model for VHF propagation », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 45, p. 115–125, January 1997.
- [62] J. JOHNSON, « A numerical study of low-grazing-angle backscatter from ocean-like impedance surfaces with canonical grid method », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, p. 114–120, January 1998.
- [63] J. JOHNSON, R. SHIN, J. KONG, L. TSANG et K. PAK, « A numerical study of composite surface model for ocean scattering », *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, vol. 36, p. 72–82, January 1998.
- [64] J. TOPORKOV, R. MARCHAND et G. S. BROWN, « On the discretization of the integral equation describing scattering by rough conducting surfaces », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, p. 150–161, January 1998.
- [65] J. TOPORKOV et G. S. BROWN, « Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, p. 1616–1625, July 2000.
- [66] J. TOPORKOV et M. SLETTEN, « Simulation of coherent radar backscatter from dynamic sea surfaces », *DoD User group conference*, 2003.
- [67] J. TOPORKOV et M. SLETTEN, « Numerical study of wide band low grazing HF clutter from ocean-like surfaces », *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1A, p. 388–391, 2005.
- [68] G. SORIANO et M. SAILLARD, « Modelization of the scattering of electromagnetic waves from the ocean surface », *Progress in electromagnetics research*, vol. x, no. 4, p. 102–128, 2003.
- [69] M. SAILLARD, P. FORGET, G. SORIANO, M. JOELSON, P. BROCHE et P. CURRIER, « Sea surface probing with L-band Doppler radar : experiment and theory », *Elsevier Science*, vol. C.R. Physique (6), p. 675–682, 2005.
- [70] R. VÉZINET, *Conditions aux limites absorbantes d'ordre élevé appliquées aux équations de Maxwell dans le vide et en milieu conducteur*. Thèse de doctorat, Université de Limoges - Communications optiques et microondes, 1993.
- [71] A. TAFLOVE et K. UMASHANKAR, « The finite-difference time-domain (FD-TD) method for electromagnetic scattering and interaction problems », *Journal of Electromagnetic waves and Applications*, vol. 1, no. 3, p. 243–267, 1987.
- [72] E. BACHELIER, *Modélisation électromagnétique des effets de diffusion de surface et de volume des sols par la méthode des différences finies*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1999.
- [73] S. BESSE, *Étude théorique de radars géologiques : analyses de sols, d'antennes et interprétation des signaux*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, 2004.

- [74] B. JUNG, Y.-S. CHUNG et T. SARKAR, « Time-domain EFIE, MFIE, and CFIE formulations using laguerre polynomials as temporal basis functions for the analysis of transient scattering from arbitrary shaped conducting structures », *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 39, p. 1–45, 2003.
- [75] S. RAO, D. WILTON et A. GLISSON, « Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 30, p. 409–418, May 1982.
- [76] A. GLISSON et D. WILTON, « Simple and efficient numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from surfaces », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 28, no. 5, p. 593–603, 1980.
- [77] E. KNOTT, J. SHAEFFER et M. TULEY, *Radar cross section - second edition*. Artec House, 1993.
- [78] C. BALANIS, *Advanced engineering electromagnetics*. John Wiley and Sons, 1989.
- [79] N. DECHAMPS, *Méthodes numériques appliquées au calcul de la diffusion d'une onde électromagnétique par des interfaces rugueuses monodimensionnelles*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2004.
- [80] J. SIMON, *Extension des méthodes multipôles rapides : résolution pour des seconds membres et applications aux objets diélectriques*. Thèse de doctorat, Université de Versailles, 2003.
- [81] F. ANDRIULLI et E. MICHIELSEN, « A regularized combined field integral equation for scattering from 2-D perfect electrically conducting objects », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, p. 2522–2529, September 2007.
- [82] R. HARRINGTON, « The method of moments in electromagnetics », *Journal of Electromagnetic waves and Applications*, vol. 1, no. 3, p. 179–200, 1987.
- [83] R. HARRINGTON, *Time Harmonic Electromagnetic Field*. Wiley-IEEE Press, 2001.
- [84] T. SARKAR, K. SIARKIEWICZ et R. STRATTON, « Survey of numerical methods for solution of large systems of linear equations for electromagnetic field problems », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 29, no. 6, p. 847–856, 1981.
- [85] D. KAPP et G. BROWN, « A new numerical method for rough-surface scattering calculation », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, p. 711–721, May 1996.
- [86] D. DONOHUE, H.-C. KU et D. THOMPSON, « Application of iterative moment-method solutions to ocean surface radar scattering », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, p. 121–132, January 1998.
- [87] B. A. UNGAN et J. T. JOHNSON, « Time statistics of propagation over the ocean surface : A numerical study », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, no. 4, p. 1626–1634, 2000.
- [88] J. JOHNSON, J. TOPORKOV et G. BROWN, « A numerical study of backscattering from time-evolving sea surfaces : comparison of hydrodynamic models », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 39, p. 2411–2420, November 2001.

- [89] Z. ZHAO, L. LI, J. SMITH et L. CARIN, « Analysis of the scattering from very large three-dimensional rough surfaces using MLFMM and ray-based analyses », *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 47, June 2005.
- [90] N. ENGHETA, W. MURPHY, V. ROKHLIN et M. VASSILIOU, « The fast multipole method (FMM) for electromagnetic scattering problems », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, p. 634–641, June 1992.
- [91] L. BOITHIAS, *Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre*. Collection technique et scientifique des télécommunications - Dunod, 1983.
- [92] J. WEST, « Integral equation formulation for iterative calculation of scattering from lossy rough surface », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, p. 1609–1615, July 2000.
- [93] M. HELIER, *Techniques micro-ondes, Structures de guidage, dispositifs passifs et tubes micro-ondes*. Ellipses Technosup, 2001.
- [94] C.-F. WANG, F. LING, J. SONG et J.-M. JIN, « A fast algorithm for solving CFIE of EM scattering », *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 4, p. 2180–2183, 1999.
- [95] J.M.SONG et W. CHEW, « Fast multipole method solution of three dimensional integral equation », *Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 3, p. 1528–1531, 1995.
- [96] V. GOBIN, « PAME document utilisateur d'ELSEM3D », rap. tech., ONERA, 2002.
- [97] H. M. BARLOW, « Defining a surface wave, part iii », *Radio Waves and Circuits*. S. Silver, Ed., Amsterdam : Elsevier Publ. Co., p. 103–105, 1963.
- [98] J. WAIT, « On the excitation of electromagnetic surface waves on a curved surface », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 8, p. 445–448, July 1960.
- [99] H. V. D. HULST, *Light scattering by small particles*. Dover, 1957.
- [100] E. RENOUX, *Contribution à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques à l'interface de deux milieux*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1991.
- [101] D. HILL et J. WAIT, « Excitation of the Zenneck surface wave by a vertical aperture », *Radio Science*, vol. 13, p. 969–977, December 1978.
- [102] K. BULLINGTON, « Radio propagation at frequencies above 30 megacycles », *Proceedings of I.R.E.*, vol. 35, 1947.
- [103] R. KING et S. SANDLER, « The electromagnetic field of a vertical dipole over the earth or sea », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 42, p. 348–389, March 1994.
- [104] J. WAIT et D. HILL, « Excitation of the HF surface wave by vertical and horizontal antennas », *Radio Science*, vol. 14, p. 767–780, September-October 1979.
- [105] G. GOUBAU, « Surface waves and their application to transmission lines », *Journal of applied physics*, vol. 21, p. 1119–1128, November 1950.

- [106] H. M. BARLOW, « Surface waves supported by cylindrical surfaces », *IRE transactions on antennas and propagation*, p. 147–153, December 1959.
- [107] V. FOCK, *Electromagnetic diffraction and propagation problems*. Oxford, Pergamon, 1965.
- [108] J. WAIT, *Electromagnetic waves in stratified media*. IEEE Press, 1996.
- [109] T. FEI, L.-W. LI, T.-S. YEO, H.-L. WANG et Q. WU, « A comparative study of radio wave propagation over the earth due to a vertical electric dipole », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, p. 2723–2732, October 2007.
- [110] M. BIOT, « Some new aspects of the reflection of electromagnetic waves on a rough surface », *Journal of applied physics*, vol. 28, p. 1455–1463, December 1957.
- [111] M. BIOT, « On the reflection of electromagnetic waves on a rough surface », *Journal of applied physics*, vol. 29, p. 998, June 1958.
- [112] J. WAIT, « Guiding of electromagnetic waves by uniformly rough surfaces : Part I », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 7, p. 154–162, December 1959.
- [113] O. WATANABE, T. WATANABE et K. OGURA, « Numerical study of electromagnetic surface wave on corrugated metal surface », *Plasma and Fusion Research*, vol. 1, no. 4, p. (025)1–(025)2, 2006.
- [114] R. PETIT, *Electromagnetic theory of gratings*. Springer-Verlag, 1980.
- [115] L. THIRION-LEFEVRE, « Discussion about the modelling the surface waves for sea observation ». Article soumis, 2008.
- [116] W. J. PIERSON et L. MOSKOWITZ, « A proposed spectral form of fully developed sea based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii », *J. Geophys. Res.*, vol. 69, p. 5181–5203, 1964.
- [117] D. CREAMER, F. HENYEV, R. SCHULT et J. WRIGHT, « Improved linear representation of ocean surface waves », *J. Fluid. Mech.*, vol. 205, p. 135–161, 1989.
- [118] G. SORIANO, M. JOELSON et M. SAILLARD, « Doppler spectra from a two-dimensional ocean surface at L-band », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 44, no. 9, p. 2430–2437, 2006.
- [119] B. J. WEST, K. BRUECKNER, R. JANDA, D. MILDER et R. MILTON, « A new numerical method for surface hydrodynamics », *Journal of Geophysical Research*, vol. 92, p. 11 803–11 824, 1987.
- [120] F. NOUGUIER et C.-A. GUERIN, « Etude de la diffraction électromagnétique sur une surface de mer couverte d'écume », *Réunion générale Interférences d'Ondes - GDR Ondes*, Novembre 2007.
- [121] T. ELFOUHAILY, M. JOELSON, S. GUIGNARD, H. BRANGER, D. THOMPSON, B. CHAPRON et D. VANDEMARK, « Analysis of random nonlinear water waves : the Stokes-Woodward technique », *Comptes rendus Mécanique*, vol. 331, p. 189–196, March 2003.
- [122] K. TORSETHAUGHEN et S. HAVER, « Simplified double peak model for ocean waves ».
- [123] O. RIOUL, « Modulations numériques, notes de cours, densité spectrale de puissance ». <http://comelec.enst.fr/~rioul/documents/200604dsp.pdf>, 2008.

- [124] D. H. et AL., *Measuring and analysing the directional spectra of ocean waves*. COST Office, 2005.
- [125] O. G. NWOGU et Z. DEMIRBILEK, « Bouss-2d : A Boussinesq wave model for coastal regions and harbors », rap. tech., Coastal and Hydrodynamics Laboratory - US Army Corps of Engineers - ERDC/CHL TR-01-25, September 2001.
- [126] V. COCHIN, *Évaluation des radars à ondes de surfaces pour l'océanographie opérationnelle*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, 2006.
- [127] K. HASSELMANN et AL., « Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (JONSWAP) », *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, vol. A, no. 12, 1973.
- [128] T. ELFOUHAILY, B. CHAPRON et K. KATSAROS, « A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves », *Journal of Geophysical research*, vol. 102, p. 15781–15796, July 1997.
- [129] N. PINEL, N. DÉCHAMPS et C. BOURLIER, « Modeling of the bistatic electromagnetic scattering from sea surfaces covered in oil for microwave applications », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 46, p. 385–392, February 2008.
- [130] K. CAILLAULT, S. FAUQUEUX, C. BOURLIER et P. SIMONEAU, « Infrared multiscale sea surface modeling », *Proc. SPIE*, vol. 6360, p. 636006, 2006.
- [131] C. KERBIRIOU, *Développement d'une méthode d'étalonnage d'un radar transhorizon basée sur une analyse fine du fouillis de mer*. Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2002.
- [132] B. KINSMAN, *Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface*. Dover Phoenix, 2002.
- [133] G. COPIN-MONTÉGUT, « Propriétés physiques de l'eau de mer ».
- [134] T. W. GROUP, « A Matlab toolbox for analysis of random waves and loads ». Lund Institute of Technology, 2000.
- [135] M. ABRAMOWITZ et I. SEGUN, *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, 1972.
- [136] P. LOMBARDINI, B. FISCELLA, P. TRIVERO, C. CAPPÀ, et W. GARRETT, « Modulation of the spectra of short gravity waves by sea surface films : Slick detection and characterization with a microwave probe », *J. Atmos. Ocean. Technol.*, vol. 6, p. 882–890, December 1989.
- [137] A. JENKINS et S. JACOBS, « Wave damping by a thin layer of viscous fluid », *Physics of fluids*, vol. 9, p. 1256–1264, May 1997.
- [138] F. ULABY et C. ELACHI, *Radar polarimetry for geoscience applications*. Artech house remote sensing library, 1990.
- [139] NOBELPRIZE.ORG, « Lawrence Bragg, The Nobel Prize in Physics 1915 ». http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1915/wl-bragg-bio.html, 1967.
- [140] A. ISHIMARU, *Wave propagation and scattering in random media, multiple scattering, turbulence, rough surfaces, and remote sensing*, vol. 2. Academic Press, 1978.

- [141] M. BENIDIR, *Théorie et traitement du signal - 2. Méthodes de base pour l'analyse et le traitement du signal*. Dunod, 2004.
- [142] M. BONIN, « L'effet Doppler - Fizeau ». http://sciences-physiques.ac-dijon.fr/astrophysique/analyse_spectrale/doppler/doppler.htm, 1998.
- [143] F. L. CHEVALIER, *Principes de traitement des signaux radar et sonar*. Masson - Collection technique et scientifique des télécommunications, 1989.
- [144] N. BAGHDADI et P. BROCHE, « Utilisation d'un radar océanique VHF pour la poursuite d'une balise dérivante », *GRETSI, Saint-Martin d'Hères, FRANCE, Traitement du Signal*, vol. 13, p. 225–236, 1996.
- [145] D. BARRICK et E. WESTWATER, « Interpretation and application of second-order HF sea-echo Doppler spectrum », *OCEANS*, vol. 5, p. 191–197, September 1973.
- [146] D. BARRICK, J. HEADRICK, R. BOGLE et D. CROMBIE, « Sea backscatter at HF : interpretation and utilization of the echo », *Proceedings of the IEEE*, vol. 62, p. 673–680, June 1974.
- [147] D. TRIZNA, J. MOORE, J. HEADRICK et R. BOGLE, « Directional sea spectrum determination using HF Doppler radar techniques », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 25, p. 4–11, January 1977.
- [148] L. SEVGI, « Stochastic modelling of target detection and tracking in surface wave HF radars », *International Journal of numerical modelling : electronic networks, devices and fiels*, no. 11, p. 167–181, 1998.
- [149] D. BARRICK et J. SNIDER, « The statistics of HF sea echo Doppler spectra », *IEEE Journal of oceanic engineering*, vol. 2, p. 19–28, January 1977.
- [150] K.-W. GURGEL, H.-H. ESSEN et S. P. KINGSLEY, « HF radars : Physical limitations and recent developments », *Preprint submitted to Elsevier Preprint*, 2000.
- [151] R. H. STEWART et J. R. BARNUM, « Radio measurements of oceanic winds at long ranges : An evaluation », *Radio Science*, vol. 10, no. 10, p. 853–857, 1975.
- [152] P. BROCHE, « Sea state directional spectra observed by HF Doppler radar », *AGARD Conference Proceedings*, vol. 263, p. 1–12, 1979.
- [153] S. F. HERON et M. L. HERON, « A comparison of algorithms for extracting significant wave height from HF radar ocean backscatter spectra », *American Meteorological Society*, p. 1157–1163, October 1998.
- [154] D. BARRICK, « Directional sea spectrum determination using HF Doppler radar techniques », *Radio Science*, vol. 12, p. 415–424, 1977.
- [155] J. MARESCA et T. GEORGES, « Measuring rms wave height and the scalar ocean wave spectrum with HF skywave radar », *Journal of geophysical research*, vol. 85, p. 2759–2771, May 1980.
- [156] L. WYATT, « The measurement of the ocean wave directional spectrum from HF radar Doppler spectra », *Radio Science*, vol. 21, p. 473–485, 1986.
- [157] D. BARRICK, « Accuracy of parameter extraction from sample- averaged sea-echo Doppler spectra », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 28, p. 1–11, January 1980.

- [158] W. HUANG, S. WU, E. GILL, B. WEN et J. HOU, « HF radar wave and wind measurement over the Eastern China Sea », *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, vol. 40, p. 1950–1955, September 2002.
- [159] P. HOWARD, « User's guide to : Seasonde operating theory », rap. tech., CODAR OCEAN SENSORS, LTD., May 10, 2001.
- [160] CODAR OCEAN SENSORS, « The seasonde general specifications », May 10, 2001.
- [161] K. BOYER, *Characterization of OSCAR HF Radar Data in Monterey Bay*. Thèse de doctorat, Naval Postgraduate School Monterey California, 1997.
- [162] M. MENELLE, G. AUFRAY et F. JANGAL, « Pisces : A coastal ground-wave HF radar for current, wind and wave mapping to 200 km ranges », *IGARSS 88*, vol. 2, p. 773–776, 1988.
- [163] X. B. WU, F. CHENG, S. C. WU, Z. J. YANG, B. WEN, Z. H. SHI, J. TIAN, H. KE et H. GAO, « HF surface wave radar tests at the Eastern China Sea », *Wave propagation : scattering and emission in complex media*, p. 151–159, 2004.
- [164] S. ANDERSON, P. EDWARDS, P. MARRONE et Y. ABRAMOVICH, « Investigations with SECAR - a bistatic HF surface wave radar », *RADAR 2003*, p. 717–722, 2003.
- [165] R. E. MOUTRAY et A. PONSFORD, « Integrated maritime surveillance : Protecting national sovereignty », *RADAR 2003*, p. 385–388, 2003.
- [166] Z. DING, G. KANNAPPAN, K. BENAMEUR, T. KIRUBARAJAN et M. FAROOQ, « Wide area integrated maritime surveillance : An updated architecture with data fusion », *IEEE Information Fusion*, vol. 2, p. 1324–1333, 2003.
- [167] R. KHAN et D. MITCHELL, « Waveform analysis for high-frequency FMICW radar », *IEE Proceedings F Radar and Signal Processing*, vol. 138, p. 411–419, October 1991.
- [168] R. KHAN, B. GAMBERG, D. POWER, J. WALSH, B. DAWE, W. PEARSON et D. MILLAN, « Target detection and tracking with a high frequency ground waveradar », *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 19, p. 540–548, October 1994.
- [169] T. RAPPAPORT, *Wireless communications - Principles and Practice*. Prentice Hall, 1996.
- [170] L. WYATT, « High order nonlinearities in HF radar backscatter from the oceansurface », *IEE Proceedings Radar, Sonar and Navigation*, p. 293–300, 1995.
- [171] M. LESTURGIE, G. AUFRAY, S. SAILLANT, H. CHAN, X. GOH et H. SEAH, « Contribution of new technologies to HF surface wave radar for maritime surveillance », *RADAR*, October 2004.
- [172] M. MENELLE, « Expérimentation HF côtier, dossier technique du radar (demr-10798-hfcotier-dtr-001-1.0 », rap. tech., ONERA, 26 Avril 2007.
- [173] C. ZORNI, « Traitement de données issues d'un simulateur de radar HF à ondes de surface pour la détection de nappes de pétrole en mer », rap. tech., Université Pierre et Marie Curie, 2008.
- [174] R. KASSAB, M. LESTURGIE et J. FIORINA, « The duty cycle and contrast ratio trade-off in the design of interrupted HFSSWR waveform », *EURAD*, Octobre 2008.
- [175] COLLECTIF, *Le cours des Glénans*. Seuil, 2006.

Participation aux congrès

Conférences internationales avec actes et à comités de lecture

Y. DEMARTY, L. THIRION-LEFEVRE et M. LESTURGIE, "Simulated HF Doppler spectra obtained with an exact modeling of the EM backscattering by 3D time-evolving sea surfaces", *IEEE Radar Conference*, Australia, September 2008.

Y. DEMARTY, V. GOBIN, L. THIRION, R. GUINVARC'H et M. LESTURGIE, "Exact electromagnetic modelling of the scattering of realistic sea surfaces for HFSWR applications", *IEEE International Geosciences And Remote Sensing Symposium*, Spain, pp. 1004-1007, July 2007.

Conférences nationales avec actes et à comités de lecture

Y. DEMARTY et L. THIRION-LEFEVRE, "Modélisation intégrale de la diffusion électromagnétique par des surfaces de mer dans le cas des radars basses fréquence à ondes de surfaces", *Réunion générale "Interférences d'ondes" GDR Ondes*, Pessac, Novembre 2007.

Y. DEMARTY, "Modélisation intégrale de la diffusion EM par des surfaces réalistes de mer", *SEE Innovations dans les techniques pour l'observation des côtes*, Paris, Juin 2007.

Y. DEMARTY, "Coherent modelling of the sea scattering at low frequency", *Workshop SONDRRA*, Aussois, Mars 2007.

Conférences sans actes

Y. DEMARTY, "HFSWR coherent scattering modelling", *Radiowave Oceanography Workshop*, Mexico, May 2007.

Résumé

Cette thèse repose sur l'analyse des interactions électromagnétiques entre les ondes de surface, aux fréquences HF, et une surface de mer évoluant dans le temps. Un simulateur comprenant trois modules spécifiques est développé. Le premier élément permet de modéliser une surface de mer en trois dimensions variant dans le temps, par application de la théorie linéaire des vagues. Le second fait interagir une onde électromagnétique en incidence rasante avec une surface de mer grâce à un modèle exact cohérent qui s'appuie sur la méthode des moments. Enfin, un outil de post-traitement offre la possibilité de tracer et d'analyser des spectres Doppler résultants. Une phase de validation du simulateur est présentée. Différentes simulations sur des surfaces statiques et dynamiques (sinusoïdes et surfaces de mer) font apparaître respectivement le phénomène de résonance de Bragg et l'effet Doppler. Une étude paramétrique portant sur la surface de mer et la configuration radar est conduite. Des données déjà publiées ou mesurées par l'ONERA indiquent une bonne adéquation avec les résultats issus du logiciel. Finalement, un film de polluant de surface est introduit dans le modèle par ajout d'une pression surfacique à l'interface (correspondant ici à une atténuation des hauteurs de vagues). L'effet de la présence de ce film sur les spectres Doppler est analysé.

Mots clés

Diffusion électromagnétique, bande HF, onde de surface, surface de mer, spectre Doppler, pétrole

Abstract

This thesis deals with the analysis of the electromagnetic interactions between surface waves at HF frequencies, and a time-evolving sea surface. A simulator comprising three specific elements has been developed. The first one enables the user to model a time-varying sea surface in three dimensions, by the application of the linear wave theory. The second one simulates the interaction between the electromagnetic wave at grazing incidence and the sea surface using an exact model based on the method of moments. Lastly, a post-processing tool allows the plotting and the analysis of the resulting Doppler spectra. Validation tests are presented. Various simulations on static and dynamic surfaces (sinusoids and sea surfaces) reveal the Bragg resonance phenomenon and the Doppler effect respectively. The influence of the sea surface and the radar configuration is investigated. The simulation results show a good fit with published data and ONERA measurements. Finally, a film of pollutant on the surface is introduced in the model by the addition of a surface pressure (corresponding here to an attenuation of the heights of the waves). The effect of the presence of the film on the Doppler spectra is analyzed.

Keywords

Electromagnetic scattering, HF band, surface wave, sea surface, Doppler spectrum, oil